

Elektronische Haftstellen
im Bereich der
 SiO_2 -Si Grenzfläche

von
Karl Hofmann
aus
Dinkelsbühl

Diss. Erlangen
1984

1984 #277



Digitized by the Internet Archive
in 2026

Elektronische Haftstellen im Bereich der SiO_2 -Si Grenzfläche

Den Naturwissenschaftlichen Fakultäten
der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt

von

Karl Hofmann

aus

Dinkelsbühl

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaft-
lichen Fakultäten der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 25. 5. 1984

Vorsitzender der Promotionskommission:

Professor Dr. K. Jacobs

Erstberichterstatfter: Professor Dr. M. Schulz

Zweitberichterstatfter: Professor Dr. K.-H. Zschauer

Inhaltsverzeichnis

I.	Einleitung	1
II.	Die Geschichte der Kunst	2
III.	Die Kunst der Antike	3
IV.	Die Kunst des Mittelalters	4
V.	Die Kunst der Renaissance	5
VI.	Die Kunst des Barock	6
VII.	Die Kunst des 18. Jahrhunderts	7
VIII.	Die Kunst des 19. Jahrhunderts	8
IX.	Die Kunst des 20. Jahrhunderts	9
X.	Die Kunst der Zukunft	10
XI.	Die Kunst der Gegenwart	11
XII.	Die Kunst der Zukunft	12
XIII.	Die Kunst der Gegenwart	13
XIV.	Die Kunst der Zukunft	14
XV.	Die Kunst der Gegenwart	15
XVI.	Die Kunst der Zukunft	16
XVII.	Die Kunst der Gegenwart	17
XVIII.	Die Kunst der Zukunft	18
XIX.	Die Kunst der Gegenwart	19
XX.	Die Kunst der Zukunft	20
XXI.	Die Kunst der Gegenwart	21
XXII.	Die Kunst der Zukunft	22
XXIII.	Die Kunst der Gegenwart	23
XXIV.	Die Kunst der Zukunft	24
XXV.	Die Kunst der Gegenwart	25
XXVI.	Die Kunst der Zukunft	26
XXVII.	Die Kunst der Gegenwart	27
XXVIII.	Die Kunst der Zukunft	28
XXIX.	Die Kunst der Gegenwart	29
XXX.	Die Kunst der Zukunft	30
XXXI.	Die Kunst der Gegenwart	31
XXXII.	Die Kunst der Zukunft	32
XXXIII.	Die Kunst der Gegenwart	33
XXXIV.	Die Kunst der Zukunft	34
XXXV.	Die Kunst der Gegenwart	35
XXXVI.	Die Kunst der Zukunft	36
XXXVII.	Die Kunst der Gegenwart	37
XXXVIII.	Die Kunst der Zukunft	38
XXXIX.	Die Kunst der Gegenwart	39
XL.	Die Kunst der Zukunft	40
XLI.	Die Kunst der Gegenwart	41
XLII.	Die Kunst der Zukunft	42
XLIII.	Die Kunst der Gegenwart	43
XLIV.	Die Kunst der Zukunft	44
XLV.	Die Kunst der Gegenwart	45
XLVI.	Die Kunst der Zukunft	46
XLVII.	Die Kunst der Gegenwart	47
XLVIII.	Die Kunst der Zukunft	48
XLIX.	Die Kunst der Gegenwart	49
L.	Die Kunst der Zukunft	50
LI.	Die Kunst der Gegenwart	51
LII.	Die Kunst der Zukunft	52
LIII.	Die Kunst der Gegenwart	53
LIV.	Die Kunst der Zukunft	54
LV.	Die Kunst der Gegenwart	55
LVI.	Die Kunst der Zukunft	56
LVII.	Die Kunst der Gegenwart	57
LVIII.	Die Kunst der Zukunft	58
LIX.	Die Kunst der Gegenwart	59
LX.	Die Kunst der Zukunft	60
LXI.	Die Kunst der Gegenwart	61
LXII.	Die Kunst der Zukunft	62
LXIII.	Die Kunst der Gegenwart	63
LXIV.	Die Kunst der Zukunft	64
LXV.	Die Kunst der Gegenwart	65
LXVI.	Die Kunst der Zukunft	66
LXVII.	Die Kunst der Gegenwart	67
LXVIII.	Die Kunst der Zukunft	68
LXIX.	Die Kunst der Gegenwart	69
LXX.	Die Kunst der Zukunft	70
LXXI.	Die Kunst der Gegenwart	71
LXXII.	Die Kunst der Zukunft	72
LXXIII.	Die Kunst der Gegenwart	73
LXXIV.	Die Kunst der Zukunft	74
LXXV.	Die Kunst der Gegenwart	75
LXXVI.	Die Kunst der Zukunft	76
LXXVII.	Die Kunst der Gegenwart	77
LXXVIII.	Die Kunst der Zukunft	78
LXXIX.	Die Kunst der Gegenwart	79
LXXX.	Die Kunst der Zukunft	80
LXXXI.	Die Kunst der Gegenwart	81
LXXXII.	Die Kunst der Zukunft	82
LXXXIII.	Die Kunst der Gegenwart	83
LXXXIV.	Die Kunst der Zukunft	84
LXXXV.	Die Kunst der Gegenwart	85
LXXXVI.	Die Kunst der Zukunft	86
LXXXVII.	Die Kunst der Gegenwart	87
LXXXVIII.	Die Kunst der Zukunft	88
LXXXIX.	Die Kunst der Gegenwart	89
LXXXX.	Die Kunst der Zukunft	90
LXXXXI.	Die Kunst der Gegenwart	91
LXXXXII.	Die Kunst der Zukunft	92
LXXXXIII.	Die Kunst der Gegenwart	93
LXXXXIV.	Die Kunst der Zukunft	94
LXXXXV.	Die Kunst der Gegenwart	95
LXXXXVI.	Die Kunst der Zukunft	96
LXXXXVII.	Die Kunst der Gegenwart	97
LXXXXVIII.	Die Kunst der Zukunft	98
LXXXXIX.	Die Kunst der Gegenwart	99
LXXXXX.	Die Kunst der Zukunft	100

meiner Frau

Inhaltsverzeichnis

1.	Einleitung	1
2.	Eigenschaften von elektronischen Haftstellen in MOS-Strukturen	6
2.1	Die ideale MOS-Struktur	6
2.2	Kapazität einer MOS-Struktur	9
2.3	Umladung von Haftstellen in MOS-Strukturen	14
2.3.1	Shockley - Read-Hall (SRH) Statistik	14
2.3.2	Umladung von Haftstellen in der Raumladungszone von MOS-Strukturen	17
3.	Transientenspektroskopie an MOS-Strukturen	21
3.1	Prinzip der DLTS-Methode	21
3.2	Constant Capacitance DLTS (CC-DLTS)	25
3.2.1	CC-DLTS Spektrum	26
3.2.2	CC-DLTS mit Variation des Oberflächenpotentials	33
3.2.3	Kombination von CC-DLTS und DDLTS-Verfahren	36
4.	Elektrischer Aufbau der Meßapparaturen	39
4.1	CC-DLTS Apparatur	39
4.2	Rückkopplungssystem	42
4.3	Kapazitäts-Spannungs (CV)Meßplatz	44
5.	Haftstellen in MOS-Strukturen	46
5.1	Experimentelle Details	48
5.1.1	Probenpräparation	48
5.1.2	Durchführung der CC-DLTS Messungen	52
5.2	CC-DLTS Spektren an MOS-Strukturen	53
5.1.1	MOS-Strukturen mit Oxidation bei verschiedenen Temperaturen	55
5.2.1.1	Energetische Verteilung der Grenzflächenzustände	55
5.2.1.2	Einfangquerschnitt der Grenzflächenzustände	58
5.2.1.3	Haftstellen im Volumen des Halbleiter-substrats	61

5.2.2	Einfach-Temperung von MOS-Strukturen	65
5.2.2.1	Dichteverteilung der Grenzflächenzustände	67
5.2.2.2	Volumenzustände	74
5.2.3	Mehrfach-Temperung von MOS-Strukturen	81
5.3	Diskussion	83
5.3.1	Grenzflächenzustände nach Oxidation bei unterschiedlichen Temperaturen	83
5.3.1.1	Energetische Verteilung der Grenzflächenzustände	83
5.3.1.2	Einfangquerschnitt für Grenzflächenzustände	85
5.3.2	Grenzflächenzustände nach einer Temperung	87
5.3.2.1	Temperung nach der Metallisierung und Temperung im Anschluß an die Oxidation	87
5.3.2.2	Temperung in N_2 -Atmosphäre bei unterschiedlichen Temperaturen	90
5.3.3	Generation von Volumenzuständen bei der Oxidation und Temperung	93
5.4	Zusammenfassung	96
6.	Haftstellen in MNOS-Strukturen	98
6.1	Experimentelle Details	101
6.1.1	Präparation der MNOS-Strukturen	101
6.1.2	Durchführung der CC-DLTS- und CV-Messungen	102
6.2	Haftstellenverteilung in MNOS-Strukturen	103
6.2.1	MNOS-Strukturen mit Oxid- und Nitridschichten unterschiedlicher Dicke	103
6.2.1.1	Typische Meßergebnisse	103
6.2.1.2	Abhängigkeit der Zustandsdichte von den Schichtdicken	107
6.2.2	Implantation von Sauerstoff und Wasserstoff in MNOS-Strukturen	109

6.3	Diskussion	115
6.3.1	Unterscheidung zwischen Grenzflächenzuständen und Haftstellen im Isolator	115
6.3.2	Vergleich der Ergebnisse der quasistatischen Messung für MNOS-Strukturen mit unterschiedlicher Oxiddicke	118
6.3.3	Temperverhalten von Haftstellen im Isolator	120
6.3.4	Grenzflächenzustände an der SiO_2 -Si Grenzfläche von dünnen thermischen Oxidschichten	124
6.4	Zusammenfassung	125
7.	Grenzflächenzustände in MOS-Mikrostrukturen	127
7.1	Experimentelle Details	127
7.2	Prinzip der Messung	132
7.3	Meßergebnisse	133
7.4	Profilbestimmung für Grenzflächenzustände in der Übergangszone	138
7.5	Diskussion	143
7.6	Folgerungen	146
8.	Zusammenfassung	148
9.	Literaturverzeichnis	151
10.	Symbooliste	157

Elektronische Haftstellen im Bereich der SiO_2 -Si Grenzfläche

1. Einleitung

Die thermische Oxidation von Silicium ist ein wichtiger Prozeß bei der Herstellung von integrierten Schaltkreisen auf Siliciumsubstrat. Die thermisch aufgewachsenen Schichten aus amorphem SiO_2 werden beispielsweise als Gatedielektrika in FET's (Feld-Effekt-Transistor) verwendet. Das einfachste MOS-(Metal-Oxide-Semiconductor) Bauelement, an dem auch die überwiegende Zahl der Messungen in dieser Arbeit durchgeführt wurde, ist der MOS-Kondensator (Abb. 1.1).

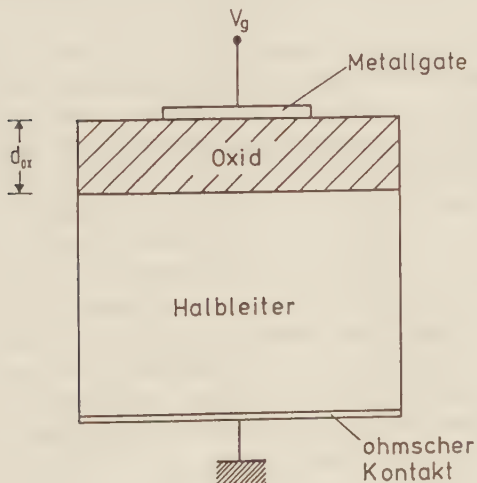


Abb.1.1 Aufbau des MOS-(Metal-Oxide-Semiconductor)
Kondensators. Die Kondensatorfläche ist durch
die Größe des Metallgates festgelegt.

Während der Oxidation werden im SiO_2 -Si Grenzflächenbereich elektronische Störstellen (z.B. Haftstellen oder Ladungen im Oxid) erzeugt, deren Konzentration von den technologischen Bedingungen abhängt /1/. Als Haftstellen in MOS-Strukturen wirken Grenzflächenzustände an der SiO_2 -Si Grenzfläche, die kontinuierlich in der Bandlücke des Siliciums verteilt sind, und Volumenzustände im SiO_2 -Si Grenzflächenbereich des Siliciums, die elektronische Zustände mit einer diskreten Energie sind /2/. Die Störstellen können durch Fremdatome (extrinsische Störstellen) oder durch Eigendefekte, z.B. Leerstellen, freie Valenzen (intrinsische Störstellen) verursacht werden. Der Ladungszustand der Haftstellen wird im thermischen Gleichgewicht durch die energetische Lage des Fermi-niveaus im Halbleiter festgelegt.

Die Qualität und die Zuverlässigkeit der Schaltfunktionen von MOS-Bauelementen wird begrenzt, wenn Haftstellen in hoher Konzentration auftreten. Beispielsweise erniedrigen Grenzflächenzustände in SCCD's (Surface-Channel-Charge-Coupled Device) die Effektivität des Ladungstransfers um mehr als ein Prozent, wenn die Grenzflächenzustandsdichte einen Wert von $D_{it} = 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ übersteigt /3/. Bei der Bauelementherstellung wurden deshalb Verfahren entwickelt, um die Zahl der Grenzflächenzustände zu verringern. Die niedrigsten Grenzflächenzustandsdichten, die mit diesen Technologien erreicht werden, sind im Bereich $D_{it} = 1-3 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ /2-3/. Diese Werte sind um ca. 10^{-7} kleiner als die Zahl der freien Valenzen an einer Silicium-Spaltfläche.

Trotz der großen Anstrengungen, die bei der Suche nach Methoden zur Reduzierung der Zahl der Grenzflächenzustände gemacht wurden, ist die mikroskopische Natur der Zustände noch nicht bekannt. In der Literatur /2, 4, 5, 6/ werden mehrere Defektkonfigurationen an der SiO_2 -Si Grenzfläche diskutiert, die ein Kontinuum von Zuständen in der Si-Bandlücke erklären können. Eine detaillierte Untersuchung des Verhaltens der Grenzflächenzustände bei einer Änderung technologischer Parameter kann Aufschluß geben über die Möglichkeiten zur Reduzierung der Zustandsdichten, aber sie kann auch zum besseren Verständnis der Eigenschaften der SiO_2 -Si Grenzfläche führen.

Zur Bestimmung der Haftstellenverteilung in der Si-Bandlücke wird in dieser Arbeit, neben der bekannten quasistatischen Kapazitäts-Spannungs (CV)-Messung /2/, als neue elektrische Meßmethode das CC-DLTS (Constant Capacitance Deep Level Transient Spectroscopy) Verfahren verwendet /7,8/. Für den Nachweis von Haftstellen in MOS-Strukturen hat die CC-DLTS-Methode eine wesentlich höhere (ca. Faktor 100) Empfindlichkeit als die CV-Methode /2,10/. Ein weiterer Vorteil der CC-DLTS-Messung ist, daß sie eine einfache Unterscheidung zwischen Volumen- und Grenzflächenzuständen ermöglicht.

Mit CC-DLTS Messungen werden bei drei in der Höchstintegration (VLSI=Very Large Scale Integration) relevanten technologischen Problemen die Haftstellen im SiO_2 -Si Grenzflächenbereich charakterisiert.

- a) Die Erhöhung der Grenzflächenzustandsdichte und der Konzentration von Volumenzuständen durch Niedertemperatur-Prozesse
- b) Die Bestimmung der Grenzflächenzustandsdichte für dünne ($<100\text{\AA}$) SiO_2 -Filme
- c) Die Verteilung der Grenzflächenzustände im Bereich der Maskierungsgrenzen von kleinen MOS-Bauelementen.

Grenzflächenzustandsdichten von MOS-Strukturen mit einer Temperung nach der Oxidation wurden häufig untersucht /1, 9/. Die Abhängigkeit der Zustandsdichte von der Temperatur der Temperung, insbesondere bei tiefen Temperaturen 600-900°C ist nicht bekannt. An der Untersuchung des Temperverhaltens für diesen Temperaturbereich und an den Unterschieden zum Temperverhalten bei hohen Temperaturen besteht besonderes Interesse, da bei der VLSI-Technologie niedrige Prozesstemperaturen verwendet werden müssen. In dieser Arbeit wurden MOS-Strukturen verwendet, die bei drei verschiedenen Temperaturen oxidiert und bei Temperaturen im Bereich $T=600^{\circ}\text{C}-1150^{\circ}\text{C}$ getempert wurde. Die Messungen zeigen, daß nach Temperung bei niedrigen Temperaturen, Volumenzustände auftreten und daß die Grenzflächenzustandsdichte zur Leitungsbandkante hin abnimmt. Die Ergebnisse werden im Rahmen bekannter Modelle für die Grenzflächenzustände diskutiert.

In MNOS-(Metal-Nitride-Oxide-Semiconductor)-Strukturen ist der Gateisolator aus zwei Schichten, dem Oxid (SiO_2) und dem Nitrid (Si_3N_4) aufgebaut. Die Verwendung einer dicken Nitriddeckschicht ($d_N > 300\text{\AA}$) ermöglicht, daß in MNOS-Strukturen elektronische Haftstellen an der SiO_2 -Si-Grenzfläche von dünnen Oxidfilmen ($d_{\text{ox}} < 100\text{\AA}$) mit elektrischen Meßmethoden untersucht werden können. In MOS-Strukturen mit vergleichbar dünnen Oxidschichten verhindert ein hoher Leckstrom die Anwendung des CC-DLTS Verfahrens. Wenn die Oxidschichten der MNOS-Strukturen dünner als $50\text{\AA}$ sind, dann kann mit der quasistatischen CV-Methode auch die Umladung von Haftstellen im Isolator (im Nitrid und im Bereich der Si_3N_4 - SiO_2 Grenzfläche) gemessen werden. Durch den Vergleich der Ergebnisse der CC-DLTS und der quasistatischen Messung wird deshalb für MNOS-Strukturen die Grenzflächenzustandsdichte und

die Haftstellenkonzentration im Isolator bestimmt. Abhängig von der Dicke der Isolatorschichten und einer Temperung in Sauerstoffatmosphäre werden hohe Haftstellendichten beobachtet.

Die fortschreitende Verkleinerung der Dimensionen von MOS-Strukturen in der VLSI-Technologie bedingt, daß das elektrische Verhalten der Bauelemente in zunehmendem Maße durch Eigenschaften der Strukturränder beeinträchtigt wird. In MOS-Strukturen können elastische Spannungen im Randbereich des Gateoxids zu einer hohen Grenzflächenzustandsdichte führen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde erstmals eine laterale Verteilung der elektronischen Zustände an der SiO_2 -Si Grenzfläche gemessen. Für die CC-DLTS Messung wurde eine spezielle Doppelgate-Teststruktur verwendet, bei der das Verhältnis von Randlänge und Gatefläche besonders groß ist. Wird eine Elektrode der Doppelgate-Struktur als Guardelektrode eingesetzt, dann kann für Grenzflächenzustände im Randbereich der Beitrag zum CC-DLTS-Signal variiert werden. Die Ergebnisse zeigen, daß die Grenzflächenzustandsdichte im Randbereich höher ist als unter der homogenen Gatefläche.

In den folgenden Abschnitten werden die elektrischen Eigenschaften von Haftstellen in MOS-Strukturen und Meßverfahren zur Charakterisierung der Haftstellen erläutert. Als neue Meßmethode wird das CC-DLTS-Verfahren vorgestellt. Die experimentellen Ergebnisse zu den drei oben aufgeführten Arbeitsgebieten werden dargestellt und diskutiert.

2. Eigenschaften von elektronischen Haftstellen in MOS-Strukturen

Elektronische Haftstellen in MOS-Strukturen sind Grenzflächen- und Volumenzustände, die durch Austausch von Elektronen oder Löchern mit den Bändern des Halbleiters umgeladen werden. Diese Störstellen verändern die Kapazitäts-Spannungs (CV) Charakteristik der "realen" MOS-Strukturen im Vergleich zur CV-Charakteristik der störstellenfreien "idealen" MOS-Struktur. In Abschnitt 2.1 werden die Eigenschaften einer "idealen" MOS-Struktur vorgestellt. Die Bestimmung der Grenzflächenzustandsdichte aus der CV-Charakteristik der "realen" MOS-Struktur wird in Abschnitt 2.2 erläutert. Die Shockley-Read-Hall Statistik, mit der die Umladung der Haftstellen beschrieben wird, wird in Abschnitt 2.3 eingeführt.

2.1 Die ideale MOS-Struktur

Als ideal soll eine MOS-Struktur bezeichnet werden, wenn im Isolator, im Halbleiter und an der Halbleiter-Isolator Grenzfläche keine Störstellen auftreten. Das wesentliche Merkmal der MOS-Struktur ist die Isolatorschicht zwischen dem Halbleitersubstrat und dem Metallgate. Unabhängig von einer Spannung am Metallgate fließt in der MOS-Struktur kein Gleichstrom. Unter stationären Bedingungen ist das gemeinsame Fermi-niveau für Elektronen und Löcher im Halbleiter der MOS-Struktur ortsunabhängig /11,12/.

Wird an eine MOS-Struktur eine Spannung V_g angelegt, dann treten im Halbleiter Raumladungen auf. Entsprechend der Ladungsträgerkonzentration an der SiO_2 -Si Grenzfläche werden drei Fälle unterschieden /12/.

1. Anreicherung (Akkumulation) von Majoritätsträgern an der Halbleiter-Isolator Grenzfläche. Die Breite der Anreicherungsschicht beträgt ungefähr $500-1000 \text{ \AA}$ /11/.
2. Verarmung (Depletion) von Majoritätsträgern in einem Bereich nahe an der SiO_2 -Si Grenzfläche. In diesem Fall bewirkt die Potentialverteilung, daß die Si- SiO_2 Grenzfläche mit Majoritätsträgern und Minoritätsträgern verarmt ist. Beim Übergang von Akkumulation zu Depletion ergibt sich bei einer bestimmten Spannung V_{FB} (Flachbandspannung) der Fall, daß das Halbleitersubstrat neutral ist; d.h. im Silicium tritt keine Bandverbiegung auf.
3. Inversion Ladungsträgerinversion entsteht, wenn durch die Potentialverteilung an der SiO_2 -Si Grenzfläche die Konzentration der Minoritätsträger im thermischen Gleichgewicht größer ist als die der Majoritätsträger im Volumen des Halbleiters. Die Breite der Inversionsschicht ist ca. $30-300 \text{ \AA}$ /11/. Die Inversionsschicht muß durch Generation der Minoritätsträger gebildet werden, da im Halbleiter-volumen nur eine geringe Zahl von Minoritätsträgern vorhanden ist. In MOS-Strukturen kann daher, z.B. bei tiefen Temperaturen, für längere Zeit ein Nicht-Gleichgewichtszustand eingestellt werden (deep depletion), wenn die Minoritätsträgergeneration gering ist.

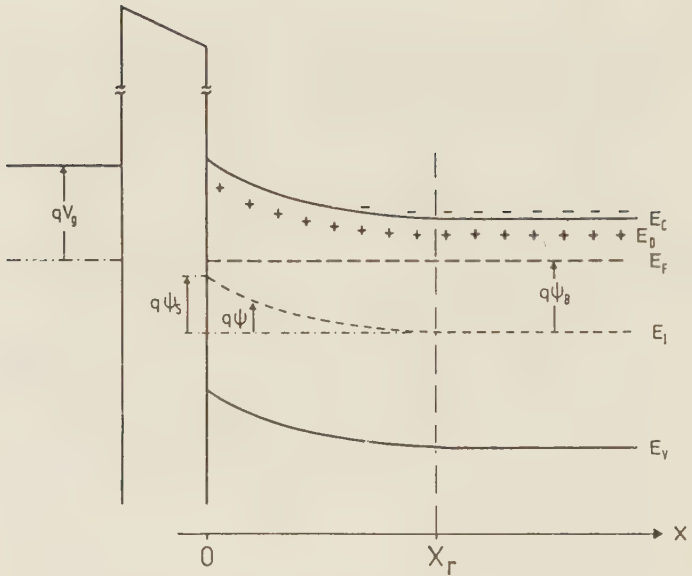


Abb.2.1 Energiebandschema einer MOS-Struktur (n-Typ) mit einer Verarmungsschicht an der $\text{SiO}_2\text{-Si}$ Grenzfläche. Das Potential ψ bestimmt die Bandverbiegung.

In Abb. 2.1 ist die Bandstruktur für eine Verarmungsschicht in einer MOS-Struktur (n-Typ Si, $V_g < V_{FB}$) gezeichnet. Die Gatespannung wird relativ zu einem geerdeten Substratanschluß angegeben. Anhand dieser Abbildung werden einige Definitionen eingeführt, die in den Berechnungen auftreten. Die Bandverbiegung wird durch das ortsabhängige Potential $\psi(x)$ beschreiben, das an der $\text{SiO}_2\text{-Si}$ Grenzfläche den

Wert ψ_s annimmt. Die Größe ψ_s wird als Oberflächenpotential bezeichnet. Entsprechend der Bandverbiegung gilt in der Raumladungszone für die Elektronenkonzentration $n(x)$ und die Löcherkonzentration $p(x)$ /12/:

$$n(x) = n_o \exp(-q\psi(x)/kT) \quad (2.1)$$

$$p(x) = p_o \exp(q\psi(x)/kT)$$

(q = Elementarladung, k = Boltzmannkonstante, T = Temperatur)
 n_o und p_o sind die Gleichgewichtskonzentrationen von Elektronen und Löchern im Volumen des neutralen Halbleiters. Im Fall der Verarmung ergibt sich aufgrund der nicht kompensierten Dotieratome eine Raumladungszone der Breite x_r .

2.2 Kapazität einer MOS-Struktur

Die Kapazität einer MOS-Struktur ergibt sich aus der Serienschaltung der Oxidkapazität C_{ox} und der Raumladungskapazität C_r /11-14/:

$$C = \frac{C_{ox} \cdot C_r}{C_{ox} + C_r} \quad (2.2)$$

mit

$$C_{ox} = \frac{\epsilon_{ox} A}{d_{ox}} \quad (2.3)$$

Dabei ist ϵ_{ox} die Dielektrizitätskonstante des Isolators, d_{ox} die Dicke des Isolators und A die Fläche des Metallgates.

Für die Raumladungskapazität C_r ergibt sich /13,15/:

$$C_r = \frac{\partial Q_r}{\partial \psi_s} = \frac{\epsilon_s A}{L_D} \frac{1 - \exp\left(\frac{q\psi_s}{kT}\right) + \frac{p_o}{n_o} \left[\exp\left(-\frac{q\psi_s}{kT}\right) - 1 \right]}{g(\psi_s, \frac{p_o}{n_o})} \quad (2.4)$$

mit

$$G(\psi_s, \frac{p_0}{n_0}) = \pm \left[\exp\left(\frac{q\psi_s}{kT}\right) - \frac{q\psi_s}{kT} + 1 + \frac{p_0}{n_0} \left(\exp\left(-\frac{q\psi_s}{kT}\right) + \frac{q\psi_s}{kT} - 1 \right) \right]^{1/2} \quad (2.5)$$

ϵ_s ist die Dielektrizitätskonstante des Halbleiters und

$$L_D = \left(\frac{2 \epsilon_s kT}{q^2 N_D} \right)^{1/2}$$

die extrinsische Debye-Länge.

Der Ausdruck (2.4) gewinnt eine anschauliche Bedeutung, wenn das Ende der Raumladungszone als abrupt angenommen wird (Depletion-Näherung). Diese Näherung kann für eine Verarmungszone verwendet werden /12/. Die Kapazität C_r entspricht der eines Plattenkondensators mit einem Plattenabstand x_r .

$$C_r = \frac{\epsilon_s A}{x_r} \quad (2.6)$$

x_r ist die Breite der Raumladungszone und ergibt sich in dieser Näherung als /12/:

$$x_r(\psi_s) = \left(\frac{2 \epsilon_s \psi_s}{q N_D} \right)^{1/2} \quad (2.7)$$

In der Praxis wird die Spannungsabhängigkeit der Kapazität einer MOS-Struktur gemessen, indem einer langsam veränderlichen Gleichspannung eine Wechselspannung überlagert wird. Minoritätsträger haben eine charakteristische Ansprechzeit /11/ (z.B. durch Generation), die bedingt, daß Minoritätsträger einer hochfrequenten Wechselspannung nicht folgen können. In den Kapazitäts-Spannungskurven (CV-Kurven) lassen sich deshalb der Hochfrequenz- (HF) und der Niederfrequenzfall (LF) unterscheiden. In Abb. 2.2 sind CV-Kurven einer idealen MOS-Struktur gezeigt. Für eine MOS-Struktur mit n-Typ-Substrat unterscheidet sich die HF-Kapazität C_{HF} von der LF-Kapazität C_{LF} im Bereich

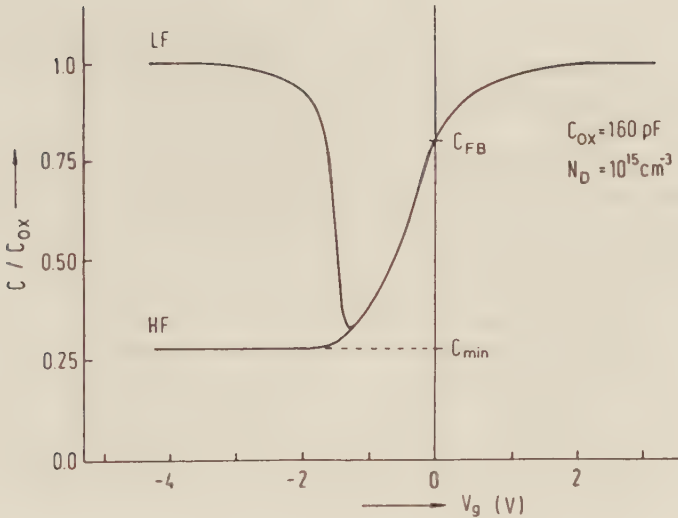


Abb.2.2 Kapazitäts-Spannungsabhängigkeit einer idealen MOS-Struktur (n-Typ) für den Hochfrequenz-(HF) und Niederfrequenz-(LF) Fall.

negativer Spannungen (Inversion). In Akkumulation $V_g > 0$ können Minoritätsträger vernachlässigt werden und C_{HF} ist identisch mit C_{LF} . Weiter ist in Akkumulation $C_r \gg C_{ox}$ und damit wird

$$\text{nach (2.2)} \quad C_{HF} = C_{ox}.$$

In Inversion nimmt C_{HF} einen konstanten Wert C_{min} an (Abb. 2.2), während C_{LF} den Wert C_{ox} annimmt. Der Kapazitätswert C_{min} entspricht einer maximalen Ausdehnung der Raumladungszone x_{max} . Es gilt /12/:

$$\frac{\epsilon_s A}{x_{max}} = \epsilon_s A \left(\frac{4 \epsilon_s kT \ln(N_D/n_i)}{q^2 N_D} \right)^{-1/2} \quad (2.8)$$

Unter der Annahme einer homogenen Dotierung kann aus $C_{\min}$ die Dotierkonzentration N_D berechnet werden.

In den CV-Kurven der realen MOS-Struktur treten folgende Abweichungen auf, die durch Ladungen im Oxid oder Haftstellen im Bereich der SiO_2 -Si Grenzfläche verursacht werden. Die verschiedenen Typen von Ladungen sind in Abb. 2.3 angegeben /16/.

- Positive Ladungen im Oxid erzeugen eine Raumladungsspannung und verschieben damit die Flachbandspannung zu negativen Werten.
- Eine inhomogene räumliche Verteilung der Ladungen im Oxid bewirkt Potentialfluktuationen an der SiO_2 -Si Grenzfläche, die sich in statistischen Schwankungen der Oberflächenpotentiale auswirken /13/.

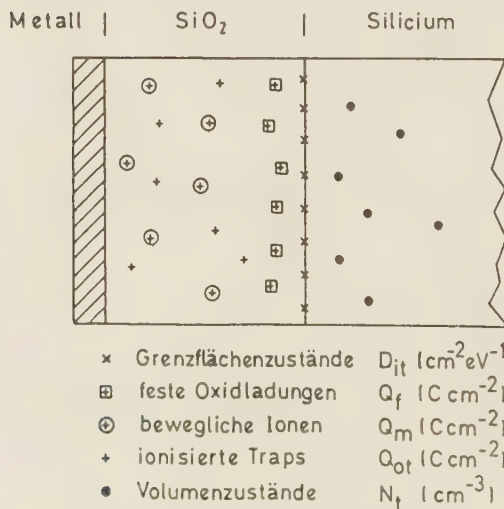


Abb.2.3 Ladungen und Haftstellen in MOS-Strukturen

- Bewegliche Ladungen im Oxid bewirken eine zeitliche Änderung der Flachbandspannung beim Anlegen einer Spannung an das Metallgate.
- Haftstellen (Grenzflächen- und Volumenzustände) im Grenzflächenbereich liefern einen Beitrag zur Kapazität, da sie bei einer Variation des Oberflächenpotentials umgeladen werden können. Im allgemeinen kann sich die Gleichgewichtsbesetzung der Haftstellen bei einer Potentialvariation nicht beliebig schnell einstellen. Der Beitrag der Haftstellen zur Kapazität der MOS-Struktur ist deshalb frequenzabhängig. Im HF-Fall tragen die Haftstellen nicht zur Kapazität bei. Entsprechend ihrem Ladungszustand verursachen sie jedoch eine statische Raumladung, durch die das Oberflächenpotential ψ_s und damit die Raumladungskapazität C_r verändert wird.

Wenn Volumenzustände vernachlässigt werden, kann aus der Differenz der HF- und LF-Kapazität einer MOS-Struktur die Grenzflächenzustandsdichte (D_{it}) berechnet werden /13,17/:

$$D_{it}(\psi_s) = \frac{C_{ox}}{qA} \left[\frac{C_{LF}/C_{ox}}{1 - C_{LF}/C_{ox}} - \frac{C_{HF}/C_{ox}}{1 - C_{HF}/C_{ox}} \right] \quad (2.9)$$

Die Zuordnung der Zustandsdichte zu einer Energie in der Bandlücke erfolgt über das Oberflächenpotential, das sich aus der Integration der C_{LF} -Kurve ergibt /13/:

$$\psi_s(V) = \int (1 - C_{LF}/C_{ox}) dV + \Delta \quad (2.10)$$

wobei

$$\Delta = \frac{\psi_s^*(V \rightarrow \infty) + \psi_s^*(V \rightarrow -\infty)}{2} + \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{n_i}{N_D} \right) \quad (2.11)$$

Bei einem vorgegebenen Oberflächenpotential ψ_s werden

Grenzflächenzustände mit der Energie $E_{it}=E_{Fs}$ des Fermi-niveaus an der SiO_2 -Si Grenzfläche gemessen. Damit gilt (s. Abb. 2.1):

$$E_c - E_{it} = -q\psi_s + (E_c - E_F) \quad (2.12)$$

2.3 Umladung von Haftstellen in MOS-Strukturen

2.3.1 Shockley-Read-Hall (SRH) Statistik

In diesem Abschnitt wird das SRH-Modell vorgestellt, das zur Beschreibung der Haftstellenumladung in MOS-Strukturen benutzt wird. Nach dem Abschalten einer Störung, die eine Nichtgleichgewichts-Besetzung von Haftstellen verursacht, erfolgt die Einstellung des thermischen Gleichgewichts durch einen Ladungsaustausch zwischen der Haftstelle und den Energiebändern des Halbleiters. Für diskrete Haftstellen in der Bandlücke von Halbleitern wurde eine mathematische Beschreibung der Umladungsraten von Shockley-Read /18/ und Hall /19/ angegeben. Von Simmons und Taylor /20/ wurde das SRH-Modell für eine beliebige Verteilung von elektronischen Zuständen erweitert. Die vier Einzelprozesse für die Umladung der Haftstellen, die im SRH-Modell berücksichtigt werden, sind in Abb. 2.4 veranschaulicht.

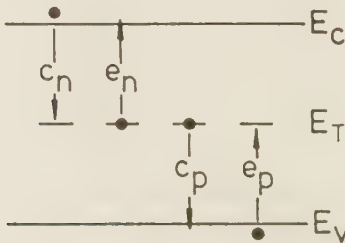


Abb.2.4 Energiediagramm (schematisch) eines Halbleiters mit einer Störstelle bei der Energie E_T . Der Ladungsträgeraustausch zwischen der Störstelle und den Bändern erfolgt über Einfang von Elektronen (c_n) bzw. Löchern (c_p) und Emission von Elektronen (e_n) bzw. Löchern (e_p).

Die Einfangrate r_{ce} eines Elektrons aus dem Leitungsband in eine Haftstelle mit der Konzentration N_T , der Energie E_T und dem Einfangquerschnitt σ_n , ist gegeben durch die mittlere thermische Geschwindigkeit der Elektronen v_n , der lokalen Elektronenkonzentration und der Zahl der unbesetzten Haftstellen /21,22/

$$r_{ce} = v_n \sigma_n n(x) N_T (1 - f_T(E_T)) \quad (2.13)$$

$f_T(E_T)$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß die Haftstelle mit einem Elektron besetzt ist. Im Gleichgewicht ist $f_T(E)$ die Fermi-Dirac Verteilungsfunktion

$$f_T(E_T) = \left(1 + \exp \frac{E_T - E_F}{kT} \right)^{-1} \quad (2.14)$$

Analog ergibt sich für den Einfang der Löcher aus dem Valenzband

$$r_{cp} = v_p \sigma_p N_T f_T(E_T) \quad (2.15)$$

Die Rate für die thermische Emission von Elektronen und Löchern aus der Haftstelle in die entsprechenden Bänder ist gegeben durch:

$$r_{ee} = e_n N_T f_T(E) \quad (2.16)$$

$$r_{ep} = e_p N_T (1 - f_T(E)) \quad (2.17)$$

dabei ist e_n bzw. e_p die Emissionswahrscheinlichkeit für Elektronen bzw. Löcher.

Das Prinzip des "detailed balance" /21/ erfordert, daß im thermischen Gleichgewicht die Rate für jede Reaktion, über die sich das Gleichgewicht einstellen kann, mit der Rate des jeweils inversen Prozesses übereinstimmt. Die Koeffizienten für die thermische Emission e_n , e_p und für den Einfang c_n , c_p sind deshalb voneinander abhängig /21, 22/.

$$e_n = c_n N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_T}{kT}\right) \quad (2.18)$$

$$c_n = \sigma_n v_n$$

Analog gilt für Löcher

$$e_p = c_p N_v \exp\left(-\frac{E_T - E_v}{kT}\right) \quad (2.19)$$

mit

$$c_p = \sigma_p v_p$$

Die Ladungsänderung einer Haftstelle in der Bandlücke des Halbleiters erfolgt im Rahmen des SRH-Modells durch das Zusammenwirken aller vier Prozesse aus Abb. 2.4:

$$\frac{dN_T^-}{dt} = c_n n N_T^0 - e_n N_T^- - c_p p N_T^- + e_p N_T^0 \quad (2.20)$$

dabei ist: N_T^0 = Konzentration der Haftstellen, die nicht mit Elektronen besetzt sind
 N_T^- = Konzentration der Haftstellen, die mit Elektronen besetzt sind
 $N_T = N_T^0 + N_T^-$ Gesamtkonzentration der Haftstellen

Mit den angegebenen Raten kann die Gleichgewichtsbesetzung der Haftstelle /21/ berechnet werden.

$$f_T(E_T) = (c_n n + e_p) / (e_n + c_n n + e_p + c_p p) \quad (2.21)$$

Als Zeitkonstante mit der sich nach dem Abschalten einer Störung das thermische Gleichgewicht einstellt ergibt sich /23/:

$$\tau = (e_n + c_n n + e_p + c_p p)^{-1} \quad (2.22)$$

Bei der Definition der Emissionsraten wurde stillschweigend vorausgesetzt, daß die Zahl der unbesetzten Zustände in den Bändern groß ist gegen die Zahl der emittierten Ladungsträger. Dieser Fall liegt für Emissionsprozesse in der Raumladungszone der MOS-Struktur vor. In einer

genauen Betrachtung müssen in den Ratengleichungen noch Entartungsfaktoren für die Haftstellen berücksichtigt werden /21, 23/. Da die Entartungsfaktoren für Grenzflächenzustände in MOS-Strukturen nicht bekannt sind, werden sie in dieser Arbeit als 1 angenommen. Ein von eins abweichender Entartungsfaktor führt zu einer Änderung des Wertes für den Einfangquerschnitt. In thermodynamischer Betrachtungsweise ist die Aktivierungsenergie, wie sie in (2.28) und (2.29) definiert wurde, eine Gibb'sche freie Enthalpie /22/. Die Aktivierungsenergie enthält daher einen Anteil der Entropie und der Enthalpie. Aus (2.18) folgt:

$$e_n = c_n N_c \exp\left(-\frac{\Delta S}{k}\right) \exp\left(-\frac{\Delta H}{kT}\right) \quad (2.23)$$

Alle Aktivierungsenergien, die in dieser Arbeit angegeben werden, sind Enthalpien für die Ionisierung von Haftstellen.

2.3.2 Umladung von Haftstellen in der Raumladungszone von MOS-Strukturen

In dieser Arbeit werden Untersuchungen an Haftstellen durchgeführt, die in einer Raumladungszone an der Halbleiteroberfläche lokalisiert sind. Die Besonderheiten, die bei der Umladung dieser Haftstellen auftreten, sollen im folgenden am Beispiel einer MOS-Struktur auf n-Typ Substrat näher erläutert werden. Die Besetzung der Haftstellen in der Raumladungszone von MOS-Strukturen kann durch die Gatespannung verändert werden. Wird eine Spannung V_p angelegt, die eine Anreicherung von Majoritätsträgern an der SiO_2 -Si Grenzfläche bewirkt, (oberes Teilbild in Abb. 2.5) dann sind im Gleichgewicht alle Haftstellen mit Elektronen besetzt. Besteht an der Grenzfläche eine Verarmungsschicht (unteres Teilbild in Abb. 2.5), dann

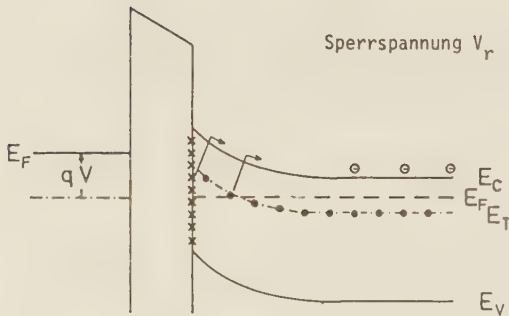
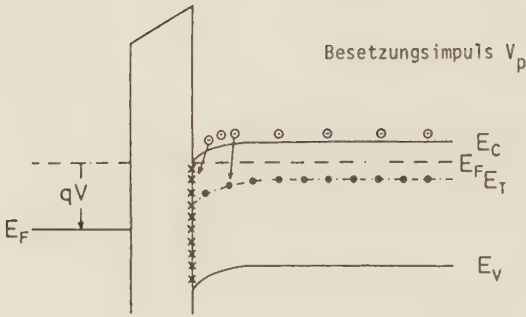


Abb.2.5 Energieband-schemata einer MOS-Struktur (n-Typ) für eine Anreicherungsschicht und eine Verarmungsschicht an der SiO_2 -Si Grenzfläche.

- × Grenzflächenzustände
- Volumenzustände

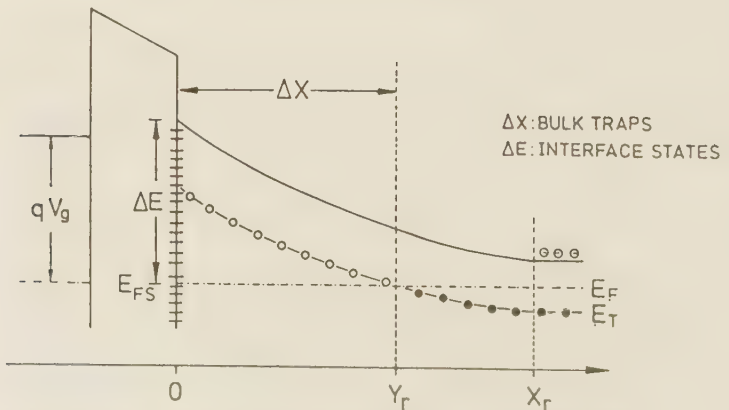


Abb.2.6 Energiebandschema einer MOS-Struktur (n-Typ) in Verarmung. Im Gleichgewicht sind Grenzflächenzustände im Intervall ΔE und Volumenzustände im Intervall ΔX nicht mit Elektronen besetzt.

ist der Abstand des Fermi-niveaus vom Leitungsband ($E_C - E_F$) an der Grenzfläche größer als im Volumen des Halbleiters. Das Energiebandschema für diesen Fall ist in Abb. 2.6 nochmals detailliert aufgezeichnet. Die Gleichgewichtsbesetzung wird durch die Lage des Fermi-niveaus gegeben, das an der Grenzfläche mit E_{FS} gekennzeichnet ist. Wird die Besetzungsfunktion durch eine Stufenfunktion angenähert, dann sind in Abb. 2.6 alle Grenzflächenzustände im Energieintervall ΔE und alle Volumenzustände (Energilage E_T) im Ortsintervall ΔX nicht mit Elektronen besetzt. In dieser Näherung gilt für:

$$\text{Grenzflächenzustände} \quad f_T(E_{it}) = \begin{cases} 0 & \text{für } E_{it} > E_{FS} \\ 1 & \text{für } E_{it} < E_{FS} \end{cases} \quad (2.24)$$

$$\text{Volumenzustände} \quad f_T(E_T, x) = \begin{cases} 0 & \text{für } x < Y_r(E_T) \\ 1 & \text{für } x > Y_r(E_T) \end{cases} \quad (2.25)$$

$Y_r(E_T)$ ist der Schnittpunkt des Fermi-niveaus mit dem Haftstellenniveau. Mit der Annahme einer homogenen Dotierung des Halbleiter ergibt sich:

$$X_r - Y_r = \left(\frac{2 \epsilon_s (E_T - E_F)_0}{q^2 n_0} \right)^{1/2} \quad (2.26)$$

Dabei ist für $(E_T - E_F)_0$ der energetische Abstand zwischen dem Haftstellen- und dem Fermi-niveau im neutralen Bereich des Halbleiters einzusetzen.

Wird an einer MOS-Struktur die Gatespannung variiert, z.B. zwischen den Spannungen V_r (Verarmung) und V_p (Akkumulation), wie in Abb. 2.5 angedeutet, dann werden Ladungsträger durch Haftstellen eingefangen oder emittiert. Zur Vereinfachung der Betrachtung wird eine so geringe Haftstellenkonzentration vorausgesetzt, daß die Bandverbiegung in der Raumladungszone allein durch die homogene Dotierung ($N_T \ll N_D$) bestimmt wird. Weiter sollen vorerst nur Haftstellen in der oberen Hälfte der Bandlücke betrachtet

werden. Wegen der Exponentialfunktion in (2.19) kann dann die Emission von Löchern vernachlässigt werden.

Einfang

Der Einfang von Ladungsträgern in die Haftstellen setzt ein, wenn die Spannung von V_r nach V_p verändert wird. Mit obigen Näherungen ergibt sich aus (2.20) für Volumenzustände im Intervall Δx

$$\frac{dN_T^-}{dt} = c_n(E_T) n N_T^0(E_T) \quad (2.27)$$

Wenn der Ausdruck $c_n n$ zeitunabhängig ist, dann ist der zeitliche Verlauf des Einfangs exponentiell mit einer Zeitkonstante

$$\tau_c = c_n n \quad (2.28)$$

Der Einfang von Ladungsträgern in die Grenzflächenzustände wird beschrieben als eine Überlagerung von Einzelprozessen nach (2.27) für Zustände mit unterschiedlicher Energie. Die Gleichung (2.28) zeigt, daß Haftstellen in einer kurzen Zeit umgeladen werden können, wenn die Zahl der freien Ladungsträger, z.B. in Akkumulation, sehr groß wird. In MOS-Strukturen kann die vollständige Besetzung der Haftstellen in weniger als 500µs eingestellt werden, wenn die Spannung des Besetzungsimpulses $|V_p - V_{FB}| > 5V$ in Akkumulation eingestellt wird.

Emission

Wird die Spannung von V_p und V_r verändert, dann emittieren die Haftstellen die eingefangenen Ladungen durch thermische Anregung. Die Ladungsänderung in den Volumenzuständen ergibt sich nach (2.20):

$$\frac{dN_T^-}{dt} = -e_n(E_T) N_T^-(E_T) \quad (2.29)$$

Wenn der Emissionskoeffizient ortsunabhängig und zeitlich konstant ist, dann erfolgt die Emission von Ladungsträgern aus Volumenzuständen exponentiell mit einer Zeitkonstante (τ_e) die nach (2.18) nur von den Haftstellenparametern Energie E_T und Einfangquerschnitt σ_n abhängt.

$$1/\tau_e = e_n = \sigma_n v_n N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_T}{kT}\right) \quad (2.30)$$

Die Emission von Ladungsträgern aus den Grenzflächenzuständen wird, analog zum Einfang, als eine Überlagerung von Einzelprozessen für verschiedene energetische Lagen der Haftstellen betrachtet.

3. Transientenspektroskopie an MOS-Strukturen

Der zeitliche Verlauf (Transiente) der Haftstellenumladung enthält Informationen über die in Abschnitt 2.3 eingeführten Haftstellenparameter, Energielage E_T und Einfangquerschnitt σ_n . In der DLTS- (Deep-Level Transient Spectroscopy) Methode [24] wird durch ein Korrelationsverfahren die Zeitkonstante der Haftstellenumladung bestimmt. Als Meßgröße wird die Hochfrequenzkapazität einer Raumladungszone verwendet, die bei einer festen Spannung ein direktes Maß für die Raumladung ist. Die Besetzung der Haftstellen in der Raumladungszone einer MOS-Struktur erfolgt im DLTS-Verfahren durch einen Spannungsimpuls an der Gateelektrode (s. Abb. 2.5).

3.1 Prinzip der DLTS-Methode

Kapazitätstransiente

Das Meßprinzip der DLTS-Verfahren soll hier anhand der Umladung von Volumenzuständen in der oberen Hälfte der Bandlücke einer n-Typ MOS-Struktur erklärt werden ($E_c - E_T < E_g/2$).

Weiter soll, wie auch in Abschnitt 2.3.2 eine niedrige Haftstellenkonzentration angenommen werden. Die zweite Annahme bedeutet, daß nach Abschalten des Besetzungsimpulses V_p (s. Abb. 2.5 und 2.6) alle Zustände im Ortsintervall ΔX der Raumladungszone die eingefangenen Elektronen emittieren. Bei einer festen Spannung V_r während der Emissionsperiode ändert sich die Breite der Raumladungszone x_r wegen der geringen Haftstellenkonzentration nur unwesentlich und ΔX kann als zeitlich konstant angesehen werden. Aus (2.6) folgt, daß die Kapazitätsänderung ΔC_r während der Emission sehr klein ist.

$$\Delta C_r \ll C_r \quad (3.1)$$

Mit obigen Annahmen ergibt sich für die zeitliche Änderung der Haftstellenbesetzung im Intervall ΔX aus (2.29):

$$N_T^-(t) = N_T^-(\infty) + [N_T^-(t=0) - N_T^-(\infty)] \exp(-t/\tau_e) \quad (3.2)$$

$N_T(t)$ ist die zeitabhängige Konzentration der mit Elektronen besetzten Haftstellen, wobei $N_T(t=0)$ die Besetzung beim Abschalten des Spannungsimpulses V_p ist und $N_T(\infty)$ die Gleichgewichtsbesetzung für die Spannung V_r . Die Umladung erfolgt exponentiell mit einer Zeitkonstante τ_e , die durch (2.30) gegeben ist. Bei Gültigkeit von (3.1) ist $\Delta C_r(t)$ direkt proportional zur Ladungsänderung in den Haftstellen /23, 25/ und in erster Näherung ergibt sich aus (2.2) für die Gesamtkapazität,

$$C(t) = [C(t=0) - C(\infty)] \exp(-t/\tau_e) \quad (3.3)$$

DLTS-Korrelation

Das DLTS-Verfahren bestimmt durch elektronische Korrelation die Zeitkonstante τ_e . Ein Korrelationsverfahren, das auch in dieser Arbeit verwendet wird, besteht in der Messung der Kapazitätsdifferenz zu zwei Meßzeiten t_1 und t_2 . Als DLTS-Signal ergibt sich:

$$\Delta C = C(t_1) - C(t_2) \quad (3.4)$$

Mit (3.3) ergibt sich, daß ΔC maximal wird, wenn die Beobachtungszeitkonstante τ_B , die durch die Meßzeiten festgelegt ist, mit der Emissionszeitkonstante übereinstimmt.

$$\tau_e = \tau_B = (t_2 - t_1) / \ln\left(\frac{t_2}{t_1}\right) \quad (3.5)$$

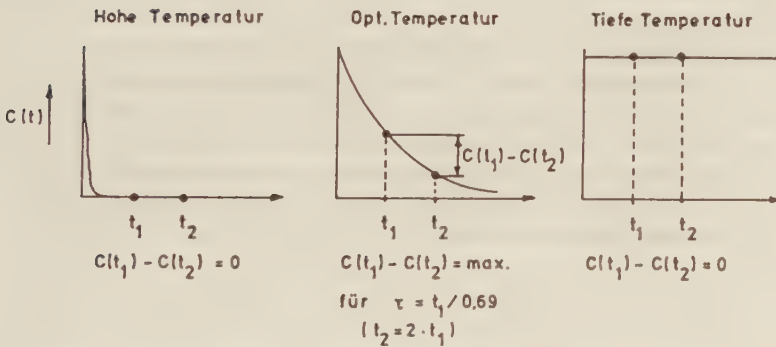


Abb.3.1 Kapazitätstransienten zur Erläuterung der Temperaturabhängigkeit des DLTS-Signals.

Bei der DLTS-Messung könnten nun die Meßzeiten solange variiert werden, bis das DLTS-Signal maximal wird. Ein einfacheres Verfahren zur Zeitkonstantenbestimmung ergibt sich, wenn die Temperaturabhängigkeit der Emissionszeitkonstanten (s.(2.30)) ausgenutzt wird. Für eine Haftstelle mit fester Energie E_T ist die Temperaturabhängigkeit des DLTS-Signals in Abb. 3.1 dargestellt. Bei $t=0$ wurde jeweils der Besetzungsimpuls abgeschaltet. Wird die DLTS-Korrelation immer mit den festen Zeiten t_1 und t_2 gebildet, dann ist bei hohen Temperaturen die Emissionszeitkonstante klein und ΔC verschwindet, ebenso wie

bei tiefen Temperaturen, wenn die Zeitkonstante groß ist. Bei einer kontinuierlichen Aufzeichnung des DLTS-Signals als Funktion der Temperatur (DLTS-Spektrum) wird deshalb der Fall auftreten, daß für die betrachtete Haftstelle die Bedingung (3.5) erfüllt ist (s. Abb. 3.1 Mitte). Bei der Temperatur T_0 , die für die verwendete Korrelation optimal ist, wird im DLTS Spektrum ein Maximum beobachtet.

DLTS-Spektrum

Im DLTS-Spektrum, das mit festen Korrelationszeiten t_1/t_2 aufgenommen wird, können verschiedene Haftstellen anhand der Temperaturposition der Maxima unterschieden werden. Entsprechend der Energielage der Haftstellen ist die Maximumsbedingung (3.5) bei verschiedenen Temperaturen erfüllt. Aus (2.30) und (3.5) folgt, für eine Haftstelle mit der Maximumtemperatur T_0 :

$$E_0 = E_C - E_T = kT_0 \ln(\sigma_n v_n N_C \tau_B) \quad (3.6)$$

In DLTS-Spektren, die mit verschiedenen Beobachtungszeiten τ_{Bi} aufgenommen werden, ergeben sich unterschiedliche Maximumtemperaturen T_i . Aus der Verschiebung der Maximumtemperaturen kann die Energielage berechnet werden, wenn der Einfangquerschnitt temperaturunabhängig ist /23/. Bei Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit von v_n und N_C ($v_n N_C \sim T^2$), folgt aus (3.6):

$$E_c - E_T = k \left[\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right]^{-1} \cdot \ln \left[\frac{\tau_{B1}}{\tau_{B2}} \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^2 \right] \quad (3.7)$$

Wird in einem Arrhenius-Plot $\ln(1/\tau_{Bi} T^2)$ gegen $1/kT_i$ aufgetragen, dann erhält man nach (3.7) eine Gerade, deren Steigung die Aktivierungsenergie $E_C - E_T$ liefert. Die Kombination von (3.7) und (2.30) ergibt für den Einfangquerschnitt:

$$\sigma_n = \frac{1}{\tau_{B1} V_n N_c} \left[\frac{\tau_{B2}}{\tau_{B1}} \left(\frac{\tau_2}{\tau_1} \right) \right] \frac{\tau_2}{\tau_2 - \tau_1} \quad (3.8)$$

Ein wesentliches Merkmal der DLTS-Messung ist, daß das DLTS-Spektrum unabhängig von der Richtung der Temperaturänderung ist. Da die Haftstellenbesetzung durch einen Spannungsimpuls erfolgt, kann bei der Aufnahme des DLTS-Spektrums über eine Vielzahl von Transienten gemittelt werden. Dadurch wird in der DLTS-Messung eine hohe Empfindlichkeit für den Nachweis von Haftstellen in der Raumladungszone von Halbleitern erzielt.

3.2 Constant Capacitance DLTS (CC-DLTS)

Bei der Erklärung der DLTS-Methode wurde vorausgesetzt, daß die Haftstellenkonzentration N_T sehr viel niedriger ist als die Grunddotierung N_D . In dieser Näherung ergab sich eine Kapazitätstransiente, deren zeitlicher Verlauf proportional zur Änderung der Haftstellenkonzentration in der Raumladungszone ist. Wenn die Bedingung $N_T < N_D$, oder die nach (3.1) damit gleichwertige Aussage $\Delta C < C(\infty)$ nicht erfüllt ist, dann zeigt die Kapazitätstransiente einen nicht-exponentiellen Verlauf. Die Bestimmung der Emissionszeitkonstanten mit der DLTS-Korrelation ist dann schwierig. Eine Variante des DLTS-Verfahrens, die diese Schwierigkeiten vermeidet, ist das CC-DLTS Verfahren /7,8/. In diesem Verfahren wird, durch eine elektrische Regelung (Rückkopplung) der Probenspannung, die HF-Kapazität konstant gehalten. Zwischen den Besetzungsimpulsen wird die zeitliche Änderung der Spannung durch die Ladungsänderung in den Haftstellen bestimmt.

In diesem Abschnitt wird die CC-DLTS-Methode erklärt, wobei spezielle Eigenschaften einer MOS-Struktur (s.Kap.2) berücksichtigt werden.

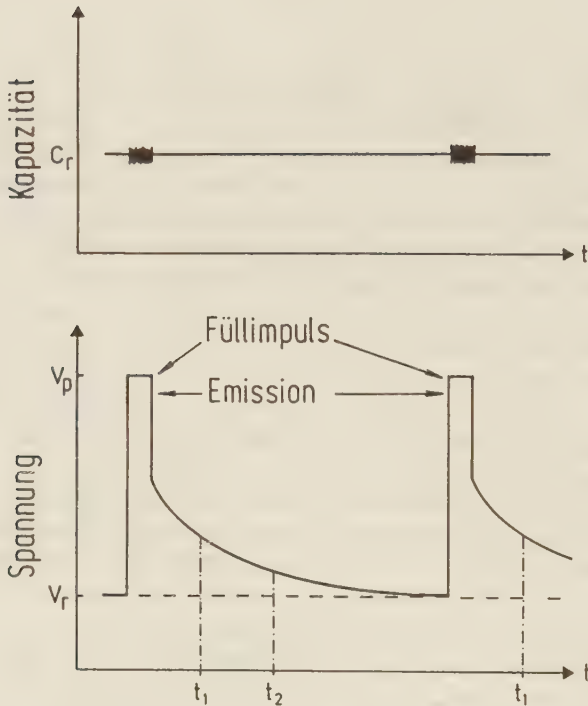


Abb.3.2 Zeitlicher Verlauf der Kapazität und der Spannung bei der CC-DLTS Messung. Die Meßgröße ist die Spannungsdifferenz $\Delta V = V(t_1) - V(t_2)$.

3.2.1 CC-DLTS-Spektrum

CC-DLTS-Signal

Der zeitliche Verlauf der Kapazität und der Spannung bei der CC-DLTS-Messung an einer MOS-Struktur ist in Abb. 3.2 dargestellt. Die Besetzung der Zustände erfolgt, wie bei dem normalen DLTS Verfahren, durch einen Besetzungsimpuls V_p (s. Abb. 2.5). Die Dauer dieses Impulses t_p sei so gewählt, daß die Gleichgewichtsbesetzung eingestellt wird. Wird in MOS-Strukturen durch die Spannung V_p keine Akkumulationsschicht erzeugt, dann muß t_p größer als die Emissionszeitkonstante τ_e der betrachteten Haftstelle gewählt werden; $t_p > \tau_e / 26$. In der Zeit zwischen den

Besetzungsimpulsen besteht an der SiO_2 -Si Grenzfläche eine Verarmungsschicht, deren HF-Kapazität durch die Spannungsrückkopplung konstant gehalten wird. Die konstante HF-Kapazität bestimmt die Breite der Raumladungszone. Nach (2.7) wird deshalb bei der CC-DLTS Messung das Oberflächenpotential zwischen den Besetzungsimpulsen konstant gehalten. Für die Untersuchung von Haftstellen in MOS-Strukturen ist dies ein entscheidender Vorteil gegenüber dem normalen DLTS-Verfahren. Entsprechend Abb. 2.6 wird mit dem CC-DLTS-Verfahren erzwungen, daß das Energieintervall ΔE in dem Grenzflächenzustände umgeladen werden und das Ortsintervall ΔX in dem Volumenzustände umgeladen werden konstant wird. Bei CC-DLTS Messungen an MOS-Strukturen wird die DLTS-Korrelation auf die Spannungstransiente $V_g(t)$ angewendet:

$$\Delta V_g = V_g(t_1) - V_g(t_1) \quad (3.9)$$

Im folgenden wird eine n-Typ MOS-Struktur angenommen, in der durch einen Spannungsimpuls alle Haftstellen mit Elektronen besetzt wurden. Nach dem Abschalten des Besetzungsimpulses ergibt sich für die Gatespannung /10/:

$$V_g(t) = V_0 - q \int_0^{x_r} \left(\frac{A}{C_{ox}} + \frac{x}{\epsilon_s} \right) \left[N_D + N_T (1 - f_T(t, x)) \right] dx - \frac{qA}{C_{ox}} \int_{E_v}^{E_c} D_{it}(E) [1 - f_T(t, E)] dE \quad (3.10)$$

In (3.10) wurden die Grenzflächenzustände mit einer Dichte $D_{it}(E)$ und ein Volumenzustand mit einer Konzentration N_T berücksichtigt (Treten mehrere Volumenzustände auf, so muß im 1. Integral von (3.10) zusätzlich summiert werden). Die Größe V_0 ist eine Integrationskonstante,

die durch die Ladung in den Haftstellen bestimmt wird, wenn starke Akkumulation an der SiO_2 -Si Grenzfläche auftritt ($E_{\text{FS}} = E_c$). Die Zeitabhängigkeit in (3.10) wird durch die Besetzungsfunktion $f_T(t, x)$ für Volumenzustände und $f_T(t, E)$ für Grenzflächenzustände bestimmt. Werden die Gleichgewichtsbesetzungen, wie in (2.24) und (2.25), durch Stufenfunktionen angenähert und werden nur Haftstellen betrachtet, deren Umladung in einer Verarmungszone ausschließlich durch Emission von Majoritätsträgern erfolgt (s. Kap. 2.3), dann folgt aus Abb. 2.6 für

Volumenzustände:

$$f_T(t, x) = \begin{cases} \exp(-t/\tau_e) & \text{für } 0 < x < y_r \\ 1 & \text{für } x > y_r \end{cases} \quad (3.11)$$

Grenzflächenzustände:

$$f_T(t, E_{it}) = \begin{cases} \exp(-t/\tau_e(E_{it})) & \text{für } E_{it} > E_{\text{FS}} \\ 1 & \text{für } E_{it} < E_{\text{FS}} \end{cases} \quad (3.12)$$

Wird die vollständige Besetzung der Haftstellen zum Zeitpunkt $t=0$, beim Abschalten des Besetzungsimpulses berücksichtigt ($f_T(0, x) = 1$ und $f_T(0, E) = 1$), dann erhält man aus (3.10), (3.11) und (3.12) für das CC-DLTS Signal:

$$\Delta V_g(E_{\text{FS}}, T, \tau_B) = \left[\frac{q}{\epsilon_{ox}} + \frac{q}{\epsilon_s} \right] \times \int_0^{y_r} N_T(x) S(t_1, t_2) dx + \frac{q}{\epsilon_{ox}} \int_{E_v}^{E_c} D_{it}(E) (1 - f_T(\infty, E)) S(t_1, t_2) dE \quad (3.13)$$

mit

$$S(t_1, t_2) = \exp(-t_1/\tau_e) - \exp(-t_2/\tau_e)$$

$f_T(0, E)$ ist die Gleichgewichtsbesetzung der Grenzflächenzustände aus (2.21), die von E_{FS} abhängt. Bei der Herleitung von (3.13) wurde von der zeitlichen Konstanz von x_r und E_{FS} Gebrauch gemacht. Wie (3.13) zeigt, treten in der Spannungstransiente die gleichen Zeitkonstanten auf, wie in der Kapazitätstransiente von Abschnitt 3.1.

Volumenzustände

Der Beitrag der Volumenzustände ist im 1. Integral von (3.13) enthalten. Wie im Spektrum des normalen DLTS-Verfahrens, ergeben die Volumenzustände mit einer definierten Energie E_T auch im CC-DLTS-Spektrum Maxima, wenn für die Emissionszeitkonstante τ_e die Bedingung (3.5) erfüllt ist. Die Bestimmung der Energielage und des Einfangquerschnitts von Volumenzuständen aus CC-DLTS-Messungen kann deshalb in analoger Weise erfolgen wie bei normalen DLTS-Messungen. Aus der Höhe der Maxima im CC-DLTS-Spektrum $\Delta V_{\max}$ kann die Haftstellenkonzentration N_T im Intervall $(0, Y_r)$ berechnet werden /10/:

$$N_T = \left(\frac{2 \varepsilon_s C_{ox}}{q} \right) \frac{\Delta V_{\max}}{[\exp(-t_1/\tau_g) - \exp(-t_2/\tau_g)] \cdot [2 \varepsilon_s Y_r A + C_{ox} Y_r^2]} \quad (3.14)$$

Grenzflächenzustände

Die Grenzflächenzustände in MOS-Strukturen sind kontinuierlich in der Si-Bandlücke verteilt. Im CC-DLTS-Signal verursacht das Kontinuum eine Überlagerung von vielen Transienten mit unterschiedlichen Zeitkonstanten. Die Zeitabhängigkeit der Ladungsänderung in den Grenzflächenzuständen, beschrieben durch das 2. Integral in (3.13), ergibt keine Exponentialfunktion. Exakt kann dieses Integral für Zustände gelöst werden, die durch Emission umgeladen werden, wenn die Zustandsdichte $D_{it}(E)$ und der Einfangquerschnitt als energieunabhängig angenommen werden. (Der Einfangquerschnitt geht in (3.13) über die Emissionszeitkonstante ein). Die Integration ergibt /7,10,26/:

$$\int_{E_v}^{E_c} D_{it}(E) (1 - f_T(\infty, E)) S(t_1, t_2) dE = D_{it}(E_{it}) kT \ln \left(\frac{t_2}{t_1} \right) \quad (3.15)$$

$E_{it} \pm kT$ ist das Energieintervall für die Zustände, die den Hauptbeitrag zum CC-DLTS Signal liefern. Die Energie E_{it} ($\approx E_T$), die implizit durch die Temperatur, die Beobachtungszeitkonstante und den Einfangquerschnitt gegeben ist, läßt sich nach (3.6) berechnen. Mit den Annahmen, die in (3.15) gemacht wurden, kann nach (3.13) aus dem CC-DLTS Spektrum die Grenzflächenzustandsdichte berechnet werden:

$$D_{it}(E_{it}) = \frac{C_{ox}}{q A kT \ln(t_2/t_1)} \cdot \Delta V_g(E_{FS}, T, \tau_B) \quad (3.16)$$

Störeffekte bei der Bestimmung der Grenzflächenzustandsdichte mit CC-DLTS

- 1) Zur Ableitung von (3.16) wurden für die Zustandsdichte $D_{it}(E)$ und den Einfangquerschnitt $\sigma(E)$ konstante Werte eingesetzt. Wenn dies nicht erfüllt ist, ergeben sich für das Integral (3.15) andere Werte und die nach (3.16) berechnete Zustandsdichte ist mit einem Fehler behaftet /27/. Simulationsrechnungen zeigen, daß für $\sigma = \text{const.}$ eine energieabhängige Funktion $D_{it}(E)$, mit $D_{it}(E)/D_{it}(E+0.1\text{eV}) < 2$, in (3.16) einen Fehler von weniger als 10% verursacht. Ein energieabhängiger Einfangquerschnitt $\sigma(E)$, mit $kT \frac{d \ln \sigma}{d E} < 1$, verändert die Zustandsdichte in (3.16) um weniger als 50% /29/. Die Grenzflächenzustandsdichten, die mit CC-DLTS Messungen bestimmt werden, haben einen kleineren Fehler als Faktor 2, wenn der Einfangquerschnitt in einem Energieintervall von $2kT$ um weniger als eine Größenordnung variiert.

- 2) Die kontinuierliche Verteilung der Grenzflächenzustände bedingt, daß es in MOS-Strukturen Haftstellen gibt, deren Energielage mit dem Fermi-niveau übereinstimmt. Zustände mit $|E_{it} - E_{FS}| < kT$ werden in der CC-DLTS Messung nicht vollständig umgeladen. Werden weiterhin nur Zustände mit $E_c - E_{it} < E_g/2$ betrachtet, dann kann in einer Verarmungszone die Emission und der Einfang von Minoritätsträgern vernachlässigt werden. Aus (2.21) ergibt sich als Umladungszeitkonstante für Zustände mit $E_{it} = E_{FS}$

$$\tau_e = \frac{1}{2 e_n} \quad (3.17)$$

Die Einstellung der Gleichgewichtsbesetzung dieser Zustände erfolgt mit einer kürzeren Zeitkonstante, als wenn durch Änderung des Oberflächenpotentials die Bedingung $E_{it} > E_{FS} \pm kT$ eingestellt würde. In (3.12) und (3.13) kann dieser Effekt durch entsprechende Änderung der Besetzungsfunktion und der Zeitkonstanten berücksichtigt werden.

Komplizierter wird die Beschreibung der Umladung von Zuständen in der Mitte der Bandlücke, für die der Ladungsträgeraustausch mit den Bändern auch über Minoritätsträger erfolgen kann. Die Zeitkonstante und die Gleichgewichtsbesetzung wird in diesem Fall durch die Gleichungen (2.21) und (2.22) gegeben, die alle vier in der SRH-Statistik enthaltenen Prozesse berücksichtigen. Für diese Zustände besteht in den CC-DLTS Spektren keine einfache Zuordnung zwischen Umladungszeitkonstante und Energielage. Eine zusätzliche Schwierigkeit ist, daß im CC-DLTS Verfahren auch die Ladungsänderung an der SiO_2 -Si Grenzfläche gemessen wird, die durch Einfang und Emission von Minoritätsträgern verursacht wird.

Minoritätsträgergeneration und Emission von Majoritäts-trägern sind Ladungsänderungen mit gleichen Vorzeichen, die beide thermisch aktiviert sind. In der Spannungstransiente können die beiden Effekte deshalb nur unterschieden werden, wenn zusätzliche Abhängigkeiten z.B. vom Oberflächenpotential berücksichtigt werden.

3. Potentialfluktuationen (s.Kap. 2.2), die durch Oxidladungen verursacht werden, führen an der SiO_2 -Si Grenzfläche zu Schwankungen im Verlauf der Energiebänder. Modelle /13, 28, 29/, für die Beschreibung der Potentialverteilung, gehen von Gaußverteilungen mit einer Varianz σ_Q aus:

$$P(E_{FS} - \bar{E}_{FS}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_Q} \exp\left[-\frac{(E_{FS} - \bar{E}_{FS})^2}{2\sigma_Q^2}\right] \quad (3.18)$$

Die Potentialvariation wird durch die Abweichung der Lage des Ferminiveaus E_{FS} (s.Abb. 2.6) vom Mittelwert $\bar{E}_{FS}$ ausgedrückt. Bei der Berechnung des CC-DLTS-Signals wird die tatsächliche Lage des Ferminiveaus in der Besetzungsfunktion (3.12) berücksichtigt. Sind die Potentialfluktuationen sehr groß, dann treten an der SiO_2 -Si Grenzfläche Bereiche auf, für die $E_C - E_{FS} \geq E_g/2$ ist, obwohl für den Mittelwert gilt: $\bar{E}_C - \bar{E}_{FS} < E_g/2$. Wie in Punkt 2 diskutiert wurde, ergeben sich für die Zustände mit $E_{it} \approx E_{FS}$ an der SiO_2 -Si Grenzfläche Bereiche mit unterschiedlichen Umladungszeitkonstanten. Wird dieser Effekt in (3.13) berücksichtigt, so ergibt sich als Beitrag der Grenzflächenzustände zum CC-DLTS Signal:

$$\Delta V_g(\bar{E}_{FS}, \tau, T, \sigma_Q) = \frac{q}{\epsilon_{ox}} \int_{-\infty}^{+\infty} P(E_{FS} - \bar{E}_{FS}) \left\{ \int_{E_V}^{E_C} D_{it}(E) (1 - f_T(\infty, E)) \right. \\ \left. x \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{(\epsilon_n \cdot c_n n + \epsilon_p \cdot c_p p)}\right) \right] \right\} \delta(t - t_1) - \delta(t - t_2) dt dE dE_{FS} \quad (3.19)$$

Die Umladungszeitkonstante aus (2.21), ist in (3.19) nochmals explizit eingetragen. Die DLTS-Korrelation wird durch die beiden δ -Funktionen erzeugt. Anschaulich kann die Integration über die Gaußfunktion $P(E_{FS}-E_{FS}')$, als eine Parallelschaltung von MOS Kondensatoren mit unterschiedlichem Oberflächenpotential interpretiert werden.

Im CC-DLTS Spektrum bedingen die Potentialfluktuationen eine Verbreiterung des Energiebereichs, oberhalb und unterhalb von E_{FS} , in dem die D_{it} -Werte nach (3.16) durch Variation des Oberflächenpotentials verändert werden können. Rechnungen zur Abhängigkeit des CC-DLTS-Signals von Oberflächenpotential und der Größe der Potentialfluktuationen werden im folgenden Abschnitt 3.2.2 gezeigt. In der Auswertung des CC-DLTS Signals für Zustände an den Bandkanten kann auf eine Berücksichtigung der Potentialfluktuationen verzichtet werden, wenn das Oberflächenpotential bei der Messung größer ist als die maximalen Potentialschwankungen $|q\psi_s| > 2 \sigma_a$.

3.2.2. CC-DLTS mit Variation des Oberflächenpotentials

Bei dieser Variante des CC-DLTS-Verfahrens, die in dieser Arbeit zur Messung des Einfangquerschnitts und der Zustandsdichte von Grenzflächenzuständen verwendet wurde, wird das CC-DLTS Signal bei einer festen Temperatur als Funktion des Oberflächenpotentials ψ_s aufgenommen [28,29]. Durch den Besetzungsimpuls sollen, wie bei Aufnahme der CC-DLTS-Spektren, alle Haftstellen besetzt werden. Wie in Abb. 2.6 gezeigt, verändert sich bei Variation des Oberflächenpotentials das Volumen in dem Haftstellen umgeladen werden. Nach (3.11) muß sich die Höhe eines Maximums im CC-DLTS Spektrum, das durch Volumenzustände verursacht wird verkleinern, wenn bei ψ_s -Variation die Breite der Raumladungszone verringert wird.

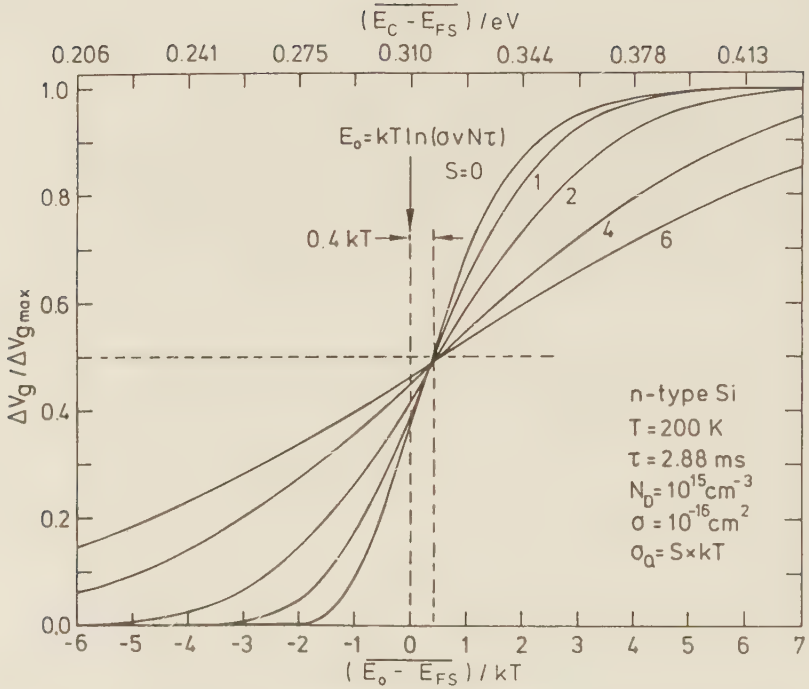


Abb.3.3 Berechnung des CC-DLTS-Signals in Abhängigkeit vom Oberflächenpotential. Der Parameter S ist die Varianz der Potentialfluktuationen in Einheiten von kT . (Näheres s. Text)

An der SiO_2 -Si Grenzfläche wird durch eine Verringerung des Oberflächenpotentials das Energieintervall ΔE eingeschränkt, in dem Grenzflächenzustände zum CC-DLTS Signal beitragen. Für verschiedene Werte der Varianz σ_Q (in Einheiten von kT) ist das CC-DLTS-Signal, bei kontinuierlicher Variation von ψ_s , in Abb. 3.3 als Funktion des Abstandes $\overline{E_c - E_{FS}}$ aufgetragen. In der Berechnung wurde (3.19) mit den im Bild angegebenen Parametern verwendet, wobei energieunabhängige Werte für die Zustandsdichte und den Einfangquerschnitt vorausgesetzt wurden. Die Energie

E_o ist nach (3.6) die Energie der Zustände, die bei reiner Emission ($E_o > E_{FS}$) maximal zum CC-DLTS-Signal beitragen; d.h. deren Zustandsdichte sich aus dem Sättigungswert ΔV_{gmax} ergibt. Das CC-DLTS-Signal ist auf diesen Sättigungswert normiert. Die Kurven werden mit zunehmenden σ_a immer stärker ausgeschmiert und für $E_{FS} = E_o$ ist das CC-DLTS Signal immer kleiner als der halbe Sättigungswert (Halbwert). Unabhängig von σ_a schneiden sich alle Kurven nahe dem Halbwertspunkt ($\Delta V_g / \Delta V_{gmax} = 0,5$), für den sich $E_c - E_{FS}$ um 0,4 kT von E_o unterscheidet. Durch Bestimmung des Halbwerts kann die Energie E_o festgelegt werden, mit der sich nach (3.6) der Einfangquerschnitt berechnen läßt.

Die Festlegung der Energie, unabhängig von der DLTS-Korrelation ist ein Vorteil dieser Variante des CC-DLTS Verfahrens. Die Schwierigkeit bei der Durchführung dieser Messungen besteht in einer genauen Bestimmung des Oberflächenpotentials, das zur Berechnung des Abstandes

$E_c - E_{FS}$ benötigt wird. In dieser Arbeit wird, bei Verwendung von gemessenen Probendaten (C_{ox} , A , N_D , V_{FB}) die Hochfrequenzkapazität der MOS-Struktur als Funktion des Oberflächenpotentials berechnet (siehe Gl. (2.4)). Mit diesen Werten kann dann einer Meßkurve, bei der das CC-DLTS-Signal als Funktion der Kapazität aufgenommen wird, durch geeignete Wahl von E_o , σ_n und σ_a eine berechnete Kurve angepaßt werden.

In der Rechnung von Abb. 3.3 wurde $E_c - E_o < E_g / 2$ gewählt, damit Minoritätsträgereffekte vernachlässigt werden können. Für Zustände in der Mitte der Bandlücke kann das vorgestellte Verfahren zur Bestimmung des Einfangquerschnitts nicht verwendet werden. Ähnlich wie bei

der Auswertung der CC-DLTS Spektren (s.Kap. 3.2.1), ergeben sich auch bei der CC-DLTS Messung mit ψ_s -Variation Fehler, wenn der Einfangquerschnitt und die Zustandsdichte energieabhängig sind. Ein stark variierender Einfangquerschnitt mit $kT \frac{d \ln \sigma}{d E} = 1$ bedingt eine Änderung im CC-DLTS-Signal um einen Faktor 2 /27/. Wie Abb. 3.3 zeigt, ergibt sich die gleiche Änderung in ΔV_g für $\bar{Q}_A = 2$ durch Variation von $(E_c - E_{FS})$ im Bereich von $E_o - kT$ bis $E_o + kT$. Bei einer schwächeren Energieabhängigkeit des Einfangquerschnitts sollte deshalb eine Bestimmung der Energie E_o mit einer Genauigkeit von $\pm kT$ möglich sein. Bei der Bestimmung des Einfangquerschnitts ergibt sich daraus eine Ungenauigkeit von ca. Faktor 10.

3.2.3 Kombination von CC-DLTS und DDLTS-Verfahren

Weitere spezielle DLTS-Verfahren zur Untersuchung von Haftstellen in MOS-Strukturen beruhen auf der Verwendung von Besetzungsimpulsen, die an der SiO_2 -Si Grenzfläche keine Akkumulation erzeugen /30, 31/. Diese Meßtechniken sind Spezialfälle des DDLTS (Double-DLTS)-Verfahrens /23, 32/. In MOS-Strukturen kann dieses Verfahren sowohl zur Bestimmung des Einfangquerschnitts der Grenzflächenzustände /26/, wie auch zur Bestimmung von Konzentrationsprofilen für Volumenzustände benutzt werden /10/. Das Prinzip dieses Meßverfahrens, ist in Abb. 3.4 erläutert. Zum Besetzen der Haftstellen werden zwei Spannungsimpulse mit unterschiedlicher Höhe verwendet. Betrachtet werden nur Zustände in der oberen Hälfte der Bandlücke, für die die Umladung in einer Verarmungszone durch reine Emission erfolgt.

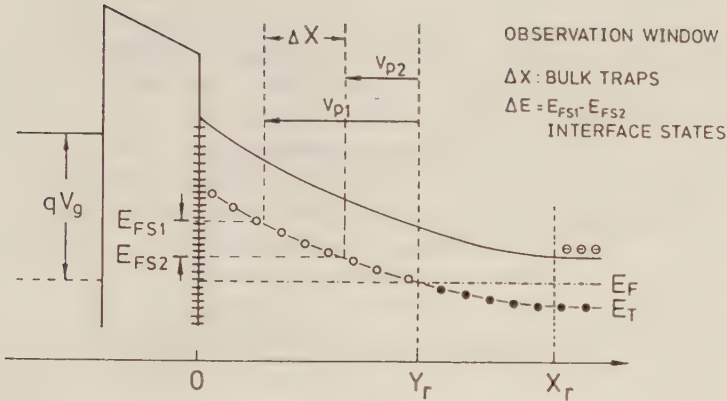


Abb.3.4 Banddiagramm zur Erläuterung des DDLTS-Verfahrens. Durch zwei unterschiedliche Besetzungsimpulse V_{p1} und V_{p2} werden Haftstellen unterschiedlich besetzt. Zum DDLTS-Signal, das sich durch Differenzbildung aus zwei DLTS-Signalen ergibt, tragen Volumenzustände im Ortsintervall ΔX und Grenzflächenzustände im Energieintervall ΔE bei.

Je nach Impulshöhe werden Volumenzustände in unterschiedlicher Entfernung von der Grenzfläche und Grenzflächenzustände mit unterschiedlichen Energien besetzt. Die Spannungstransiente in der CC-DLTS-Messung ist deshalb für die beiden Spannungsimpulse verschieden. Das Differenzsignal ΔV_g (CC-DDLTS-Signal), gemessen zu festen Zeiten t_1 und t_2 , wird durch Volumenzustände im Ortsintervall $\Delta X = Y_{r1} - Y_{r2}$ und durch Grenzflächenzustände im Energieintervall $\Delta E = E_{FS2} - E_{FS1}$ verursacht. E_{FS1} und E_{FS2} bezeichnen die Position des Fermi-niveaus bei angelegter Pulsspannung V_{p1} und V_{p2} :

$$\Delta V_g(E_{FS1}, E_{FS2}, T, \tau_B) = \Delta V_{g1}(E_{FS1}, T, \tau_B) - \Delta V_{g2}(E_{FS2}, T, \tau_B) \quad (3.20)$$

Die Impulsdauer t_p muß für diese Messung größer gewählt werden als die Emissionszeitkonstante, damit alle Haftstellen im Intervall Δx bzw. ΔE besetzt werden. Bei hoher Haftstellenkonzentration ist zu berücksichtigen, daß die Umladung selbst eine Änderung der Bandverbiegung bewirkt. Die Position des Fermi-niveaus ändert sich deshalb während des Spannungsimpulses. Mit der CC-DLTS-Technik kann dieser Effekt vermieden werden, wenn die Impulsspannung über eine Kapazitätsänderung vorgegeben wird. Analog zu (3.14) ergibt sich aus dem maximalen CC-DDLTS-Signal $\delta V_{\max}$ die Haftstellenkonzentration im Intervall $\Delta x / 10$:

$$\bar{N}_T = \frac{2 \epsilon_s C_{ox}}{q} \left[\frac{\delta V_{\max}}{(e^{-t_p/\tau_b} - e^{-t_p/\tau_a}) \cdot [2 \epsilon_s (\gamma_{r1} - \gamma_{r2}) \cdot A + C_{ox} (\gamma_{r1}^2 - \gamma_{r2}^2)]} \right] \quad (3.21)$$

Für Grenzflächenzustände im Energieintervall ΔE ergibt sich aus (3.19):

$$\begin{aligned} \delta V_g = & \frac{q A}{C_{ox}} \int_{-\infty}^{+\infty} P(E_{FS} - \bar{E}_{FS}) \int_{E_v}^{E_c} D_{it}(E) (f_{T1}(t_p) - f_{T2}(t_p)) \\ & \times \left[1 - \exp(-t/\tau) \right] \cdot \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(t-t_1) - \delta(t-t_2) dt dE dE_{FS} \end{aligned} \quad (3.22)$$

dabei bedeutet $f_{T1}(t_p)$ und $f_{T2}(t_p)$ die Gleichgewichtsbesetzung der Grenzflächenzustände für die Besetzungsimpulse V_{p1} und V_{p2} .

Durch die Impulshöhen wird ein Energieintervall definiert. Wird das CC-DDLTS Signal in Abhängigkeit von der Temperatur aufgenommen, dann ergibt sich ein Maximum /26,30/, wenn das Energieintervall nicht breiter als ca. 0.1eV gewählt wurde. Das CC-DDLTS Signal der Grenzflächenzustände

im Intervall ΔE gleicht dem eines Volumenzustandes mit einer Energielage, die der Schwerpunktenenergie von ΔE entspricht. Im Maximum des CC-DDLTS Signals wird die Emissionszeitkonstante durch die DLTS-Korrelation festgelegt. Da die Grenzen von ΔE bekannt sind, kann mit (3.6) aus der Temperatur des Maximums der Einfangquerschnitt berechnet werden. Zur Bestimmung der Grenzflächenzustandsdichte ist die CC-DDLTS Messung nicht geeignet, da das Meßsignal in komplizierter Weise von den Impulshöhen und den Potentialfluktuationen abhängt.

4. Elektrischer Aufbau der Meßapparaturen

4.1 CC-DLTS Apparatur

Der Aufbau der CC-DLTS Meßapparatur ist im Blockschaltbild von Abb. 4.1 schematisch wiedergegeben. Die Apparatur entspricht in wesentlichen Teilen der Anlage, die in /10, 23/ beschrieben ist. Während der Messung befindet

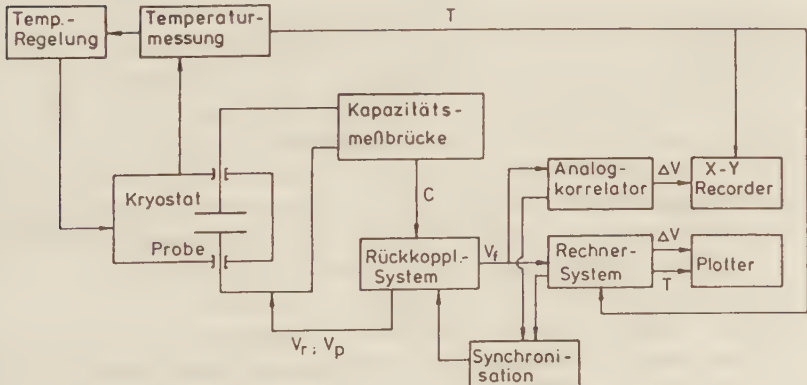


Abb.4.1 Blockschaltbild der CC-DLTS-Apparatur

sich der Probenkondensator in einem Kryostaten, mit dem die Temperatur kontinuierlich geregelt werden kann. Zur Kapazitätsmessung werden Meßbrücken verwendet, die mit Meßfrequenzen von 30 MHz (Eigenbau IAF-Freiburg /33/ oder 1 MHz (Boonton 72 A) arbeiten. Bei Meßverfahren, wie CC-DLTS mit Variation des Oberflächenpotentials (Kap. 3.2.2.) und CC-DDLTS (Kap. 3.2.3), für die ein geeichter Ausgang der Kapazitätsmeßbrücke nötig ist, wurde vorwiegend die Boonton-Brücke verwendet. Das Analogsignal am Brückenausgang (C) wird einem Rückkopplungssystem zugeführt, das eine zeitabhängige Gatespannung V_g erzeugt, die die HF-Kapazität zwischen den beiden Besetzungsimpulsen konstant hält ($C_{HF} = \text{const}$). Das Rückkopplungssystem, das in Abschnitt 4.2 eingehender beschrieben ist, arbeitet analog und liefert an einem Ausgang die Spannungstransiente $V_f(t)$. Die DLTS-Korrelation erfolgt, entweder analog in einem 4-Kanal Korrelator oder digital mit einem Rechnersystem (Digitalvoltmeter, Rechner). Die einzelnen Komponenten des Rechnersystems sind detailliert in Ref. /23/ beschreiben. Mit dem Analog-Korrelator wird die Differenz des Meßsignals zu zwei Zeiten gebildet. Bei der rechnergesteuerten Datenaufnahme wird die Spannungstransiente zu acht verschiedenen Zeitpunkten gemessen. Durch die verschiedenen Möglichkeiten der Differenzbildung ergeben sich daraus in der rechnergesteuerten Messung bei einem Temperaturdurchlauf mehrere CC-DLTS Spektren mit unterschiedlichen Korrelationszeiten t_1 , t_2 . Die Impulsfolge, die den Meßvorgang steuert, wird vom Korrelator oder vom Rechner vorgegeben. In dem mit Synchronisation bezeichneten Apparateteil werden Triggerimpulse generiert, die die Dauer des Besetzungsimpulses V_p festlegen.

Die Temperaturmessung erfolgt mit einem Thermoelement, das in gutem thermischen Kontakt zur Probe ist. Die Thermospannung wird entweder auf einem XY-Schreiber gegeben oder von einem Digitalvoltmeter gemessen. Das CC-DLTS Spektrum $\Delta V_g(T)$ wird bei analoger Messung auf einem XY-Schreiber aufgezeichnet und bei rechnergesteuerter Messung auf einem Digitalplotter.

Die elektrische Kontaktierung der Probe, die sich während des Temperaturdurchlaufs in einem speziellen Probenhalter (Ref. /10/ Abb. 7) befindet, erfolgt durch einen Druckkontakt. Die Probe wird mit der Rückseite (Substratanschluß) auf eine einseitig metallisierte Unterlage aus Al_2O_3 gelegt. Eine Blattfeder, die über eine Platinkugel (Durchmesser 0.3mm) auf das Metallgate einer MOS-Struktur drückt, sorgt gleichzeitig für den Gatekontakt und die mechanische Befestigung der Probe.

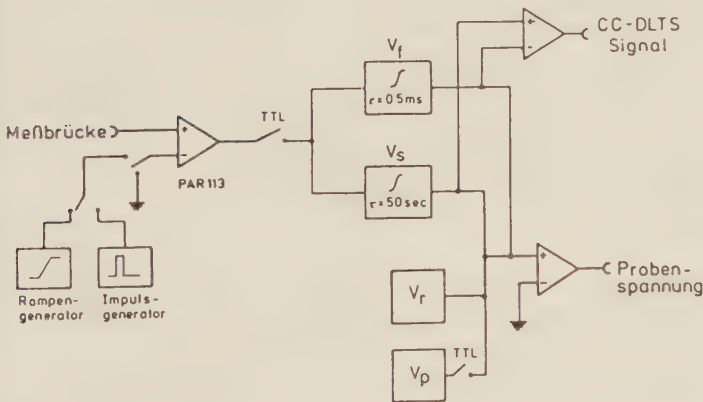


Abb.4.2 Aufbau des Rückkopplungssystems (schematisch). Die Rückkopplungsspannung besteht aus einem schnell veränderlichen Anteil V_f (verursacht durch die Haftstellenumladung) und einem langsam veränderlichen Anteil V_s (verursacht durch die Temperaturänderung). Die Proben-spannung setzt sich zusammen aus: Rückkopplungsspannung, Probenvor-spannung V_r und Impulsspannung V_p .

4.2 Rückkopplungssystem

Das hier beschriebene Rückkopplungssystem verwendet die Ausgangsspannung einer Kapazitätsmeßbrücke zur Erzeugung einer zeitlich veränderlichen Spannung, so daß in der CC-DLTS Messung die Kapazität konstant gehalten wird. Die Kapazität einer MOS-Struktur ändert sich bei fester Gatespannung mit der Temperatur, da das Fermi-niveau temperaturabhängig ist und Ladungsträger in Haftstellen ausfrieren. Die Rückkopplungsspannung besteht deshalb aus zwei Anteilen:

- statischer Anteil V_s zur Kompensation der temperaturabhängigen Kapazitätsänderung
- dynamischer Anteil V_f , der durch die Haftstellen-umladung in der Zeit zwischen den Besetzungsimpulsen verursacht wird. V_f entspricht der Meßtransiente im CC-DLTS Verfahren.

Entsprechend diesen beiden Anteilen erfolgt die Rückkopplung in der Schaltung von Abb. 4.2 in zwei Zweigen, die Integratoren mit unterschiedlicher Zeitkonstante enthalten. Die effektive Zeitkonstante der Integratoren wird erniedrigt, wenn im Rückkopplungssystem die Verstärkung oder die Bandbreite vergrößert wird.

Bei der Aufnahme der CC-DLTS Spektren wird die Rückkopplung während der Besetzungsimpulse abgeschaltet, damit keine Verzerrung der Impulsform erfolgt. Die Probenspannung V_g ergibt sich aus einer Addition der fest eingestellten Spannung V_r , der rückgekoppelten Spannungen V_f und V_s und der Impulsspannung V_p . Der Vorteil bei der Einkopplung der Impulsspannungen durch eine Additionsschaltung ist, daß die Höhe des Besetzungsimpulses immer relativ zu einer festen Kapazität (entspricht festem Oberflächenpotential) definiert ist.

Bei der Aufnahme der CC-DLTS Spektren liegt der invertierende Eingang des Vorverstärkers (PAR 113) auf Massepotential. Das Rückkopplungssystem führt die Probenspannung so nach, daß die Eingangsspannung (Ausgang der Kapazitätsmeßbrücke) verringert wird. Im Grenzfall unendlich hoher Verstärkung wird die Eingangsspannung vollständig kompensiert. Die Probenkapazität wird zeitlich konstant $C_{HF}(t) = \text{const.}$

Wird am invertierenden Eingang des Vorverstärkers ein Potential V^- angelegt, dann bewirkt die Rückkopplung eine Spannungsänderung an der Probe, so daß das Differenzsignal am Eingang verschwindet. An der Probe ergibt sich dadurch eine durch V^- definierte Kapazitätsänderung bzw. Änderung des Oberflächenpotentials. Im CC-DLTS Verfahren bei Variation des Oberflächenpotentials (s.Kap.3.2.2) wird die Spannung V^- durch einen Rampengenerator kontinuierlich verändert und zusammen mit dem CC-DLTS Signal auf einen XY-Schreiber gegeben. Bei CC-DDLTS Messungen (s.Kap. 3.2.3) wird die Spannungsrampe durch einen Doppel-Impulsgenerator ersetzt. Mit der Rückkopplung können, durch die Wahl der Impulshöhen, Besetzungsimpulse erzeugt werden, die eine definierte Änderung der Probenkapazität bewirken. Die Verwendung der CC-DDLTS Methode setzt voraus, daß die Rückkopplungsschaltung so ausgelegt ist, daß keine Spannungsspitzen beim Abschalten der Impulse auftreten. Durch weitere externe Zusatzschaltungen können mit dem beschriebenen Rückkopplungssystem beliebige zeitlich veränderliche Probenkapazitäten eingestellt werden.

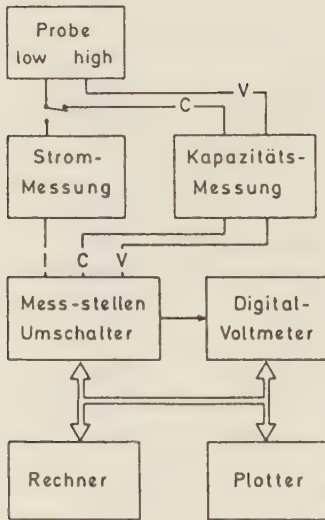


Abb.4.3 Aufbau des Kapazitäts-Spannungs-(CV) Meßplatzes. Durch den Meßstellenumschalter werden C und V bzw. I und V abwechselnd mit dem Digitalvoltmeter verbunden. Die Probenspannung V wird mit einem Rampengenerator erzeugt.

4.3 Kapazitäts-Spannungs (CV) Meßplatz

Der Aufbau der Apparatur für die Kapazitäts-Spannungs-Messung ist in Abb. 4.3 gezeigt. Die Aufnahmen der Daten erfolgt mit einem rechnergesteuerten Meßsystem /10, 23/. Die Hochfrequenzkapazität C_{HF} wird bei einer Frequenz von 1 MHz (PAR 410) gemessen. Die Niederfrequenzkapazität C_{LF} ergibt sich aus dem Ladestrom (I) des MOS-Kondensators, wenn sich V_g mit einer konstanten Rate ändert /13/. Es gilt:

$$I = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dV_g} \frac{dV_g}{dt} = C_{LF} \frac{dV_g}{dt} \quad (4.1)$$

C_{LF} wird mit einem Elektrometer (Keithley 616) gemessen. Für die CV-Messungen ist die Probe in einem speziellen Probenhalter eingebaut, der einen hohen Isolationswiderstand ($>10^{15} \Omega$) besitzt. Dieser hohe Widerstand ist nötig, da bei der Messung von C_{LF} Ströme von ca. 10^{-14} - $10^{-15} A$ gemessen werden müssen.

Der Rechner gibt die Meßkurven und ausgewertete Kurven auf den Plotter aus. Zur Charakterisierung der MOS-Strukturen werden folgende Kurven berechnet (s.Kap.2):

- Oberflächenpotential als Funktion der Gatespannung $\psi_s(V_g)$ bzw. der Kapazität $\psi_s(C)$.
- Dotierkonzentration als Funktion des Abstandes von der SiO_2 -Si Grenzfläche $N_D(x)$.
- Grenzflächenzustandsdichte als Funktion des Oberflächenpotentials $D_{it}(\psi_s)$ und der Energielage $D_{it}(E_{it})$.

5. Haftstellen in MOS-Strukturen

In diesem Abschnitt werden Haftstellenspektren vorgestellt, die zeigen, wie durch bestimmte Prozeßschritte bei der Herstellung von MOS-Strukturen charakteristische Veränderungen in der Verteilung und der Zahl der Haftstellen (Grenzflächenzustände und Volumenzustände) verursacht werden. Als Teststrukturen wurden MOS Kondensatoren verwendet, die mit einer geringen Zahl von Prozeßschritten (s.Kap. 5.1) einfach und reproduzierbar hergestellt werden können. Die MOS-Struktur ist deshalb geeignet, um definierte Aussagen über die Abhängigkeit der elektrischen Eigenschaften der SiO_2 -Si Grenzfläche von variierten Prozessparametern zu erhalten.

Die Abhängigkeit der Grenzflächenzustandsdichte in MOS-Strukturen von den Oxidations- und Temperbedingungen wurden z.B. von Razouk und Deal /9/ untersucht. In der Überwiegenden Zahl dieser Messungen, die mit der quasistatischen CV-Methode durchgeführt wurden, wird ein Anstieg der Zustandsdichte zu den Bandkanten beobachtet. Im Gegensatz dazu, ergeben Messungen mit der CC-DLTS Methode und der Leitwert-Methode /13/ häufig eine kontinuierliche Abnahme der Zustandsdichte von der Leitungsbandkante zur Valenzbandkante /2/. Die Ursache für diese Diskrepanz ist noch nicht geklärt.

Eine Vermutung ist, daß an der SiO_2 -Si Grenzfläche verschiedene Zustände auftreten, die sich in den Raten für den Einfang und die Emission von Ladungsträgern stark unterscheiden. Diese Unterschiede in den dynamischen Eigenschaften der Haftstellen sollten sich in einer Abhängigkeit der Einfangquerschnitte von der Herstellungstechnologie zeigen. Zur Überprüfung dieser Annahme wurde

in unterschiedlich oxidierten MOS-Strukturen der Elektronen-Einfangquerschnitt der Grenzflächenzustände bestimmt.

Zusätzlich zu den Grenzflächenzuständen können in MOS-Strukturen Haftstellen im Halbleitersubstrat auftreten. Tiefe Volumenzustände (mit $E_c - E_T \approx E_g/2$) wirken häufig als Rekombinationszentren und verringern dann die Lebensdauer der Minoritätsträger. Als Ursache dieser Rekombinationszentren wurden in vielen Fällen Verunreinigungen mit Schwermetallen identifiziert, die isolierte Störstellen oder Störstellenkomplexe bilden.

In dieser Arbeit ist ein Ziel Volumenzustände im Bereich der SiO_2 -Si Grenzfläche zu charakterisieren, die bei der Oxidation oder bei der Temperung von MOS-Strukturen erzeugt werden. Während der Oxidation werden an der SiO_2 -Si Grenzfläche interstitielle Siliciumatome Si_i generiert, die in das Substrat eindiffundieren /34, 35/. Dies legt die Vermutung nahe, daß im Bereich der SiO_2 -Si Grenzfläche neben den oben erwähnten extrinsischen Defekten auch intrinsische Defekte auftreten, die nicht durch Verunreinigungen verursacht werden.

Von Lefèvre /23/ wurde eine Volumenhaftstelle mit der Energie $E_c - 0.49$ eV einem Störstellenkomplex des Si_i zugeordnet. In MOS-Strukturen wurden ebenfalls Volumenzustände in vergleichbarer energetischer Lage gefunden /10,36/. Die Erzeugungsrate der Si_i -Atome bei der Oxidation wird durch die Oxidationsrate bestimmt. Wenn die Si_i -Konzentration wesentlich für das Auftreten oxidations-induzierter Defekte ist, dann sollte eine definierte Erzeugung der Haftstellen durch eine geeignete Wahl der Oxidationstemperatur möglich sein.

5.1 Experimentelle Details

5.1.1 Probenpräparation

Oxidation:

Das Ausgangsmaterial für die MOS-Strukturen waren (100)-orientierte n-Typ (Phosphor-dotiert) und p-Typ (Bor-dotiert) Siliciumscheiben. Vor der Oxidation wurden alle Scheiben mit einem einheitlichen Verfahren gereinigt, um Verunreinigungen an der Oberfläche und den natürlichen Oxidfilm ($\approx 10\text{\AA}$) zu entfernen. Die Reinigungsschritte sind:

1. Reinigung in kochender Lösung aus NH_3 , H_2O_2 , H_2O
2. Spülen in dest. Wasser
3. Ätzen in HF (20%)
4. Reinigung in kochender Lösung aus HCl , H_2O_2 , H_2O
5. Spülen in dest. Wasser
6. Ätzen in HF (20 %)
7. Spülen in dest. Wasser

Unmittelbar nach der Reinigung wurden die n-Typ und p-Typ Scheiben gemeinsam in den Oxidationsofen (mit einem Rohr aus Poly-Si) eingebracht. Während des Einfahrens der Scheiben wurde das Rohr im Gegenstromverfahren mit Argongas gespült (Durchfluß ca. 250 l/h). Die Temperatur des Oxidationsofens (Firma BTU) wird über PID- und PI-Regler eingestellt. Die Oxidation selbst erfolgte in "trockener" Sauerstoffatmosphäre bei einem Gasfluß von ca. 50 l/h. Der verwendete Sauerstoff (Reinheit 4 neun 5) wurde direkt aus einer Gasflasche entnommen. Die Bezeichnung "trockenes" Oxidationsverfahren bedeutet, daß keine absichtliche Erhöhung des Wassergehalts in der Oxidationsatmosphäre angestrebt wurde. Die Reproduzierbarkeit der Oxidationsprozesse wurde in Testoxidationen überprüft.

Tabelle 5.1: Zusammenstellung der Daten für die Oxidation und das Ausgangsmaterial für die MOS-Strukturen

Material	Oxidations- temperatur $T_{ox}/^{\circ}\text{C}$	Oxidations- zeit $t_{ox}/\text{min.}$	Oxiddicke $d_{ox}/\text{\AA}$
n-Typ Epi (1-2 $\Omega\text{ cm}$)	920	270	700-710
p-Typ CZ (3-6 $\Omega\text{ cm}$)	920	270	670-680
n-Typ CZ (0.2-0.3 $\Omega\text{ cm}$)	1020	80	600-615
p-Typ (3-6 $\Omega\text{ cm}$)	1020	80	570-590
n-Typ CZ (0.2-0.3 $\Omega\text{ cm}$)	1120	15	565-580
p-Typ Epi (5-7 $\Omega\text{ cm}$)	1120	15	575-595

Die technologischen Daten der Oxidation sind in Tabelle 5.1, zusammen mit den Daten für das verwendete Ausgangsmaterial aufgeführt. Die angegebenen Oxiddicken wurden aus der Messung der Oxidkapazität und der Gatefläche bestimmt. Die Schwankungen in den Oxiddicken sind durch Inhomogenitäten der Oxidschicht und durch kleine Unterschiede in den Kontaktflächen verursacht. Systematisch wird nach Oxidation bei 920°C und 1020°C auf den p-dotierten Scheiben eine kleinere Oxiddicke gemessen als auf den n-Typ Scheiben. Die Oxidationszeiten, jeweils gemessen vom Anschalten bis zum Abschalten des Sauerstoffdurchflusses, wurden so gewählt, daß sich unabhängig von der Oxidationstemperatur vergleichbare Schichtdicken ergaben.

Unmittelbar nach der Oxidation wurden alle Proben bei der Oxidationstemperatur 15 min. in Argonatmosphäre getempert. Diese Temperbehandlung im Oxidationsofen wurde eingeführt, um die Ausbeute an MOS-Strukturen mit einem geringen Leckstrom ($I < 10^{-14} \text{ A}$) zu erhöhen. In Vorversuchen hatte sich herausgestellt, daß die Abkühlung der Proben unmittelbar nach Abschalten des Sauerstoffflusses zu schlechten Sperreigenschaften des Oxids führt. Anschließend an diesen Tempersschritt wurden die Scheiben möglichst schnell aus dem Oxidationsofen entnommen, wobei der Ofen wie beim Einbringen der Scheiben mit Argongas gespült wurde.

Temperung

Die oxidierten Scheiben wurden zerteilt und anschließend bei unterschiedlichen Temperaturen getempert. Diese Tempersschritte erfolgten in einem Quarzrohr mit einer Atmosphäre aus strömenden N_2 . Bei der Temperung lag jeweils eine n-Typ und eine p-Typ Probe zusammen auf einer Unterlage aus reinem Silicium. Für jede Charge, die bei unterschiedlichen Oxidationstemperaturen hergestellt wurde, wurde das Temperprogramm getrennt durchgeführt. Die Temperaturen für die Tempersschritte waren 600°C , 700°C , 800°C , 900°C , 1000°C , 1075°C und 1150°C . Die Temperzeit betrug in allen Fällen 30 min. Während der Temperung wurde die Probentemperatur mit einem Pt-Pt/Rh-Thermoelement kontrolliert, das unterhalb der Probenunterlage angebracht war. Das Ein- und Ausfahren der Proben wurde möglichst schnell durchgeführt. Bei den Untersuchungen in diesem Abschnitt, ist dies speziell für das Ausfahren der Proben wichtig. Durch schnelles

Abkühlen sollen Defekte, die durch die Temperung generiert wurden, eingefroren werden. Die Abkühlrate im Temperaturintervall zwischen 1150°C und 600°C betrug ca. 300K/min.

Kontaktpräparation

Die Gatekontakte der MOS-Strukturen wurden durch Aufdampfen von Al-Punkten ($\varnothing$ 0.5-0.6mm) in einer Elektronenstrahl-Aufdampfapparatur hergestellt. Für den Rückseitenkontakt wurde eine großflächige Al-Schicht aufgedampft. Zusätzlich zu den einfachen MOS-Kondensatoren wurden auf Scheiben, die bei 920°C oxidiert wurden, MOS-Strukturen mit einer Guard-Elektrode hergestellt. Dazu wurde beidseitig eine großflächige Al-Schicht aufgedampft. Das kreisförmige Metallgate ($\varnothing$ 1mm) und die, das Gate ringförmig umgebende Guardelektrode wurden in einem photolithographischen Verfahren hergestellt. Der Abstand zwischen Gateelektrode und Guardelektrode beträgt ca. 10 μ m. (Die Photolithographie wurde am Institut für Werkstoffwissenschaften VI durchgeführt). Nach der Metallisierung wurden alle MOS-Strukturen nochmals 30 min. bei 450°C in Stickstoff getempert. Dieser Temperschnitt ist nötig, um den beim Aufdampfen erzeugten Strahlenschaden auszuheilen.

Von einem Teil der oxidierten und getemperten Proben wurde das Oxid durch Ätzen in HF (10%) entfernt. Auf der abgeätzten Fläche wurden Schottkykontakte durch Aufdampfen von Au (n-Typ-Material) und Al (p-Typ Material) hergestellt. Der Rückseitenkontakt der Schottky-Dioden wurde durch eine GaAl-Legierung gebildet, die bei ca. 35°C aufgestrichen wurde.

5.1.2 Durchführung der CC-DLTS Messungen

CC-DLTS Spektren an MOS-Strukturen wurden im Temperaturbereich von 50K-350K aufgenommen und entsprechend Gl. (3.16) ausgewertet. Zur Aufnahme der Spektren wurde sowohl der Analogkorrelator als auch das rechnergesteuerte Meßsystem verwendet. Vergleichsmessungen, die mit den beiden verwendeten Brücken (Boonton 72A u. Eigenbau IAF) durchgeführt wurden, ergaben übereinstimmende Spektren. Die HF-Kapazität, die während des Temperaturdurchlaufs konstant gehalten wird, wurde mit einer 1 MHz-Brücke (Boonton 72A oder PAR 410) gemessen.

Die Aktivierungsenergie von Volumenzuständen (in CC-DLTS-Spektren als scharfe Maxima sichtbar) wurde in einer Arrheniusaufzeichnung ermittelt (s.Kap. 3.1). An dieser Stelle soll nochmals darauf hingewiesen werden, daß alle Energiewerte als Aktivierungsenergien, für die thermische Emission von Majoritätsträgern aus den Haftstellen zu verstehen sind. Diese Aktivierungsenergien wurden zur Berechnung des Einfangquerschnitts nach (3.6) verwendet.

Aus Modellrechnungen ist bekannt, daß Minoritätsträger-effekte in den CC-DLTS Spektren ebenfalls Maxima verursachen können, die bevorzugt bei hohen Temperaturen auftreten. Die Unterscheidung zwischen Volumenzuständen und Minoritätsträgereffekten erfolgte durch den Vergleich von Spektren, die bei unterschiedlichem Oberflächenpotential aufgenommen wurden. Maxima, die durch Volumenzustände verursacht werden, verändern bei Variation des Oberflächenpotentials die Höhe, da das Volumen verändert wird, in dem die Haftstellen umgeladen werden (s.Abb. 2.6). Die Temperaturposition dieser Maxima ändert sich jedoch nicht, da die Zeitkonstante der Haftstellenumladung durch die

energetische Lage der Haftstelle und die Temperatur festgelegt ist. (Eine Abhängigkeit der Aktivierungsenergie von der Felstärke, aufgrund des Frenkel-Poole Effekts, wird nicht berücksichtigt.) Maxima, die durch Minoritätsträger (Einfang oder Emission) verursacht werden, verändern ebenfalls ihre Höhe bei Variation des Oberflächenpotentials. Jedoch sollte sich die Position dieser Maxima im CC-DLTS Spektrum verschieben, da die Generationsraten der Minoritätsträger sowohl vom Oberflächenpotential wie auch von der Temperatur abhängen.

Die Minoritätsträgereffekte in den CC-DLTS Messungen sind reduziert, wenn als Meßstruktur ein MOS-Kondensator mit Guardelektrode verwendet wird. Bei entsprechender Spannung zwischen Guardelektrode und Substrat, können während der CC-DLTS Messung die Minoritätsträger abgesaugt werden. Dadurch kann auch bei hohen Temperaturen ($T \approx 300\text{K}$) die Bildung einer Inversionsschicht verhindert werden.

Der Elektronen-Einfangquerschnitt der Grenzflächenzustände als Funktion der Energie in der Bandlücke wurde in CC-DLTS Messungen mit Variation des Oberflächenpotentials bestimmt (s. Kap. 3.2.2.). In diesen Messungen bei fester Temperatur wurde eine 1MHz-Brücke (Boonton 72A) verwendet. Die Bestimmung des Oberflächenpotentials als Funktion der Kapazität erfolgt anhand von berechneten CV-Kurven. An einer Probe wurde der Einfangquerschnitt zusätzlich mit CC-DDLTS Messungen (s. Kap. 3.2.3) bestimmt.

5.2 CC-DLTS Spektren an MOS-Strukturen

Die CC-DLTS Spektren in diesem Abschnitt wurden mit Korrelationszeiten von $t_1=2\text{ms}$ und $t_2=4\text{ms}$ ($\tau_B=2.88\text{ms}$) aufgenommen, wenn andere Werte nicht eigens angegeben sind. Die Energieskala in den Abbildungen wurde mit einem angenommenen mittleren Einfangquerschnitt $\sigma_n=\sigma_p=10^{-15}\text{cm}^2$

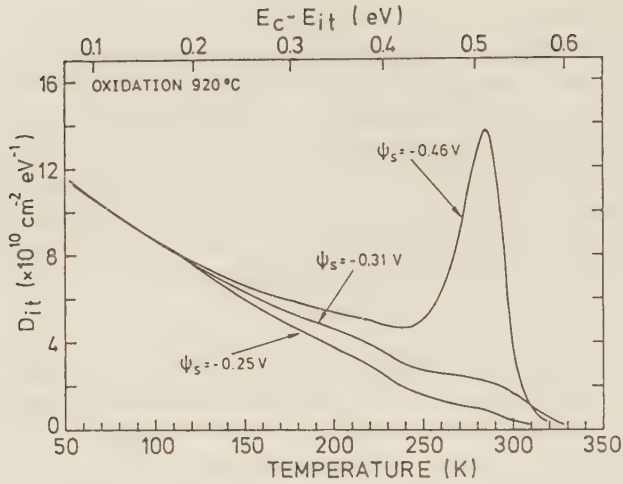


Abb.5.1 CC-DLTS-Spektren für eine MOS-Struktur (n-Typ) mit 920°C-Oxidation. Der Parameter ist das Oberflächenpotential ψ_s .

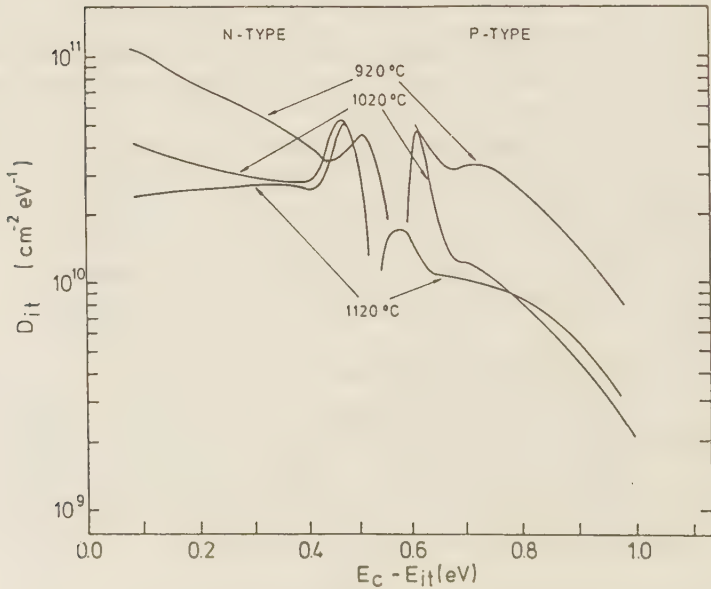


Abb.5.2 CC-DLTS-Spektren für MOS-Strukturen mit Oxidation bei 920°C, 1020°C und 1120°C. Die Messungen wurden an n-Typ Proben - für $E_c - E_{it} < E_g/2$ - oder an p-Typ Proben - für $E_{it} - E_v < E_g/2$ - durchgeführt.

bestimmt. Diese Einergieskala liefert deshalb nur Richtwerte für die Energielage der Haftstellen in der Si-Bandlücke.

Die Höhe und die Dauer der Spannungsimpulse bei der CC-DLTS Messung wird nur dann spezifiziert, wenn keine vollständige Besetzung der Haftstellen mit Majoritätsträgern erfolgt. Bei der Messung der Übersichtsspektren wurde das Oberflächenpotential so eingestellt, daß das Fermi-niveau E_{FS} (s.Abb. 2.6) eine Position in der Mitte der Bandlücke einnimmt. Die Zustände mit einer Energielage im Bereich $E_c - E_{it} < 0,4$ eV bzw. $E_{it} - E_v < 0,4$ eV werden dann im CC-DLTS Signal mit einem maximalen Beitrag gemessen.

5.2.1 MOS-Strukturen mit Oxidation bei verschiedenen Temperaturen

5.2.1.1 Energetische Verteilung der Grenzflächenzustände

Typische CC-DLTS Spektren, aufgenommen für eine ungetemperte MOS-Struktur auf n-Typ Substrat, die bei 920°C oxidiert wurden, sind in Abb. 5.1 aufgezeichnet. Der variierte Parameter in Abb. 5.1 ist das Oberflächenpotential ψ_s .

In der Messung mit der größten Bandverbiegung ($\psi_s = -0.46$ eV) wird bei hohen Temperaturen ein scharfes Maximum beobachtet, das, wie in Abschnitt 5.2.1.3 gezeigt wird, durch eine Haftstelle im Volumen ($E_c - E_T = 0.5$ eV) verursacht wird. Mit abnehmender Bandverbiegung nimmt in der CC-DLTS-Messung das Volumen ab, in dem Volumen-Haftstellen umgeladen werden (s.Kap. 2.3.2). In den Messungen mit $\psi_s = -0.25$ eV und $\psi_s = -0.31$ eV wird deshalb kein Maximum beobachtet.

Das kontinuierliche Spektrum der Grenzflächenzustände steigt von der Mitte der Bandlücke zur Leitungsband (LB)-Kante an. Die Reduzierung des negativen Oberflächenpotentials verringert die gemessene Grenzflächenzustandsdichte in einem großen Temperaturintervall von ca. 150-300K. Die Breite des Temperaturintervalls wird durch die Potentialfluktuationen bestimmt. An der LB-Kante ($E_c - E_{it} < 0.2 \text{ eV}$) sind die Zustandsdichten in Abb. 5.1 unabhängig von der Einstellung des Oberflächenpotentials; d.h. die CC-DLTS Messung wird in diesem Energiebereich nicht von Potentialfluktuationen beeinflusst.

Die Übersichtsspektren für die ungetemperten MOS-Strukturen, die bei unterschiedlichen Temperaturen oxidiert wurden, sind in Abb. 5.2 zusammengestellt. Die Bestimmung der Zustandsdichte erfolgte an n-Typ Proben, für Zustände in der oberen Hälfte der Bandlücke ($E_c - E_{it} < E_g/2$), und an p-Typ Proben, für Zustände mit $E_{it} - E_v < E_g/2$.

Unabhängig von der Oxidationstemperatur wird eine Abnahme der Zustandsdichte zur Valenzband-(VB) Kante hin beobachtet. An der VB-Kante ($E_{it} - E_v \approx 0.1 \text{ eV}$) werden Zustandsdichten kleiner als $10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ gemessen. Im Energiebereich $0.65 \text{ eV} < E_c - E_{it} < 1 \text{ eV}$ stimmen die Zustandsdichten für die Proben, die bei 1020°C und 1120°C oxidiert wurden, nahezu überein. Damit verglichen ergab die Messung an der Probe mit 920°C-Oxidation höhere Werte für die Zustandsdichte.

In der oberen Hälfte der Bandlücke ($E_c - E_{it} < 0.4 \text{ eV}$) wird die höchste Zustandsdichte ebenfalls an der MOS-Struktur

gemessen, die bei 920°C oxidiert wurde. Die Oxidation bei höheren Temperaturen reduziert die Zustandsdichte und führt zu einer starken Veränderung in der Form der Spektren. Für die Probe mit 920°C-Oxidation wird ein Anstieg der Zustandsdichte zur LB-Kante hin beobachtet. Dieser Anstieg ist deutlich schwächer ausgeprägt, für die Probe mit 1020°C-Oxidation. Nach 1120°C-Oxidation wurde sogar eine Abnahme der Zustandsdichte zur LB-Kante hin festgestellt. Bei dem verwendeten Prozess für die 1120°C-Oxidation ergibt sich in der Mitte der Bandlücke ein flaches Maximum in der Grenzflächenzustandsdichte, während sich für die 920°C-Oxidation eine kontinuierliche Abnahme der Zustandsdichte von der LB-Kante zur VB-Kante ergibt.

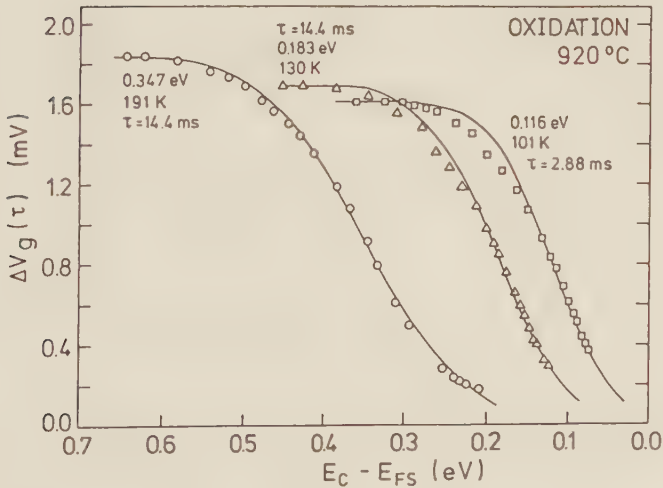


Abb.5.3 CC-DLTS Signal in Abhängigkeit von der Lage des Fermineaus E_{FS} bei drei verschiedenen Temperaturen. Die durchgezogenen Linien wurden mit (3.19) berechnet. Die verwendeten Werte für Energie E_0 , Temperatur und Beobachtungszeitkonstante sind neben den Kurven angegeben. ($\sigma_Q = 5$ kT)

5.2.1.2 Einfangquerschnitt der Grenzflächenzustände

An den drei n-Typ MOS-Strukturen aus Abb. 5.2 wurde der Einfangquerschnitt für Elektroneneinfang in Grenzflächenzustände bestimmt. Für diese Messungen wurden die in Abschnitt 3.2.2 und 3.2.3 beschriebenen Varianten des CC-DLTS Verfahrens eingesetzt. Typische Meßkurven, die sich bei CC-DLTS mit Variation des Oberflächenpotentials und beim CC-DDLTS-Verfahren ergeben sind in Abb. 5.3 und Abb. 5.4 dargestellt.

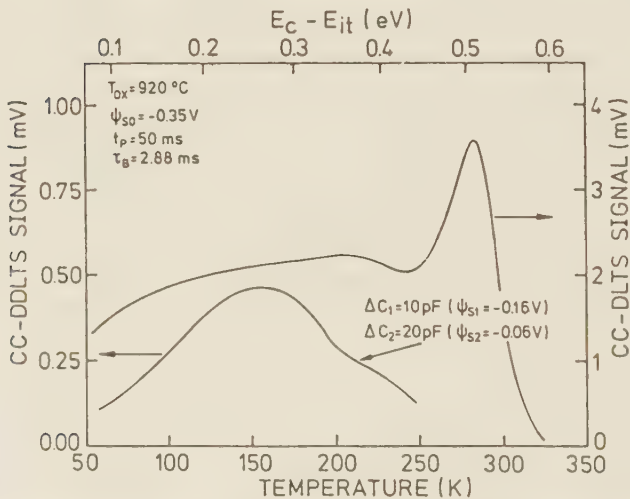


Abb.5.4 CC-DDLTS-Spektrum ($\tau_B = 2.88 \text{ ms}$) mit Besetzungsimpulsen, die Kapazitätsänderungen von $\Delta C = 10 \text{ pF}$ und $\Delta C = 20 \text{ pF}$ bewirken. Die Oberflächenpotentiale sind: $\psi_{s1} = -0.16 \text{ V}$ bzw. $\psi_{s2} = -0.06 \text{ V}$ für die Besetzungsimpulse und $\psi_{s0} = -0.35 \text{ V}$ während der Emission. Die Dauer der Besetzungsimpulse ist $t_p = 50 \text{ ms}$ ($t_p > \tau_B$). Zum Vergleich ist ein CC-DLTS-Übersichtsspektrum ($\psi_s = -0.35 \text{ V}$) aufgezeichnet.

In Abb. 5.3 ist das CC-DLTS Signal bei dreifesten Temperaturen in Abhängigkeit von der Lage der Ferminieaus E_{FS} gezeigt. Die durchgezogenen Linien wurden mit (3.19) berechnet, wobei die in Abb. 5.3 angegebenen Werte für Energie, Temperatur und Beobachtungszeitkonstante benutzt wurden. Der Parameter σ_Q in (3.19), der die Potentialfluktuationen beschreibt, wurde als Anpaßparameter verwendet. Die angegebenen Energien sind die, in Abb. 5.3 definierten Werte $E_o = E_c - E_{it}$, für Grenzflächenzustände, die im Sättigungsbereich (bei $E_c - E_{FS} > E_o$) überwiegend zum CC-DLTS Signal beitragen. Mit diesen Werten für E_o wurde entsprechend (3.6) der Einfangquerschnitt berechnet. Die gute Übereinstimmung zwischen Meßdaten und den angepaßten Kurven zeigt, daß die Energie E_o und der Einfangquerschnitt zuverlässig bestimmt werden können. Für den Einfangquerschnitt ergibt die Fehlerabschätzung eine Unsicherheit von ca. einer Größenordnung.

Ein Beispiel für ein CC-DDLTS-Spektrum ist in Abb. 5.4 zusammen mit einem CC-DLTS Übersichtsspektrum aufgezeichnet. Die Besetzungsimpulse bei der CC-DDLTS Messung, mit einer Dauer $t_p = 50$ ms, wurden durch Spannungsrückkopplung (s.Kap. 4.2) so eingestellt, daß sich definierte Kapazitätsänderungen von $\Delta C_1 = 10$ pF und $\Delta C_2 = 20$ pF ergeben. Bei dieser Messung sind deshalb die Oberflächenpotentiale während der Besetzungsimpulse ψ_{s1} bzw. ψ_{s2} und während der Haftstellenemission ψ_{so} bekannt. Zum CC-DDLTS Signal tragen hier die Zustände bei, die in einem durch die Oberflächenpotentiale ψ_{s1} und ψ_{s2} bestimmten Energieintervall ΔE (s.Abb. 3.4) liegen. Die Zustände, außerhalb von ΔE werden in den CC-DLTS Übersichtsspektren bei tiefen und bei hohen Temperaturen gemessen.

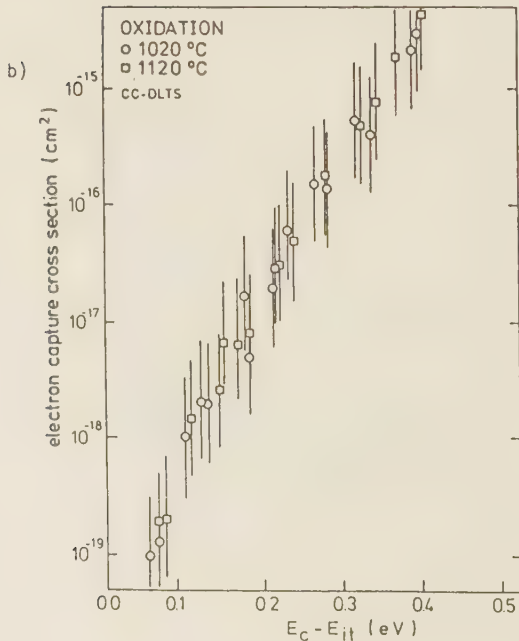
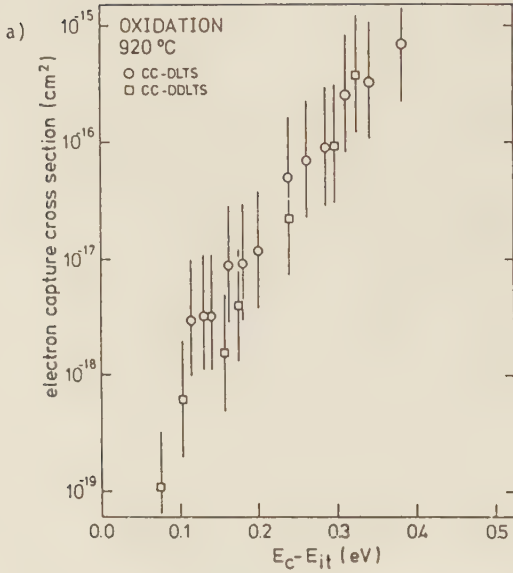


Abb5.5 Energieabhängigkeit des Elektronen-Einfangquerschnitts von Grenzflächenzuständen in MOS-Strukturen (n-Typ). Die Oxidation erfolgte bei (a) $T_{ox} = 920^\circ\text{C}$, (b) $T_{ox} = 1020^\circ\text{C}$ und $T_{ox} = 1120^\circ\text{C}$. Abb5.5 a) zeigt einen Vergleich von CC-DLTS und CC-DDLTS Messung.

Wie erwartet, wird deshalb im CC-DDLTS Spektrum ein Maximum beobachtet. Das CC-DDLTS Signal bei der Maximumtemperatur beträgt weniger als 25% des CC-DLTS Signals, obwohl das Energieintervall ΔE , in dem Grenzflächenzustände umgeladen werden, 0.1 eV breit ist. Die Höhe und die Breite des Maximums wird durch die Breite des Energieintervalls $\Delta E = q|\psi_{s1} - \psi_{s2}|$ und die Größe der Potentialfluktuationen bestimmt (s.Gl. (3.22)). Zur Bestimmung des Einfangquerschnitts wird als Energiewert in (3.6) die Schwerpunktenergie von ΔE bei der Maximumtemperatur eingesetzt.

Die Energieabhängigkeit des Elektronen-Einfangquerschnitts, für Grenzflächenzustände in unterschiedlich oxidierten n-Typ MOS-Strukturen, ist in Abb. 5.5 gezeigt. Diese Ergebnisse wurden mit den in Abb. 5.3 und Abb. 5.4 demonstrierten Meßverfahren gewonnen. Unabhängig von den Oxidationsbedingungen wurde eine Abnahme des Einfangquerschnitts von der Mitte der Bandlücke ($\sigma_p \approx 10^{-15} \text{ cm}^2$) zur Leitungsbandkante hin ($\sigma_n \approx 10^{-19} \text{ cm}^2$) gemessen. Dies ist bemerkenswert, da sich in diesen Proben (s.Abb.5.2) die Verteilung der Grenzflächenzustände mit der Variation der Technologieparameter stark ändert. Wie in Abb. 5.5a gezeigt ist, liefern die beiden verwendeten Meßverfahren identische Werte für den Einfangquerschnitt.

5.2.1.3 Haftstellen im Volumen des Halbleitersubstrats

Die CC-DLTS Spektren in Abb. 5.1 und Abb. 5.2 zeigen bei hohen Temperaturen deutliche Maxima, die möglicherweise von Volumenzuständen verursacht werden.

Als Teststrukturen für die Charakterisierung von Volumenzuständen sind Schottky-Dioden besser geeignet als MOS-Strukturen, da in den CC-DLTS Spektren von Schottky-Dioden nur diskrete Maxima beobachtet werden. Zusätzlich können in Schottky-Dioden die Haftstellen in einen großen Volumen untersucht werden, da die Ausdehnung der Raumladungszone nicht durch die Bildung einer Inversionsschicht begrenzt wird. Es wurden deshalb CC-DLTS Messungen an Schottky-Dioden durchgeführt, die auf dem Substrat der MOS-Strukturen nach Ätzen der SiO_2 -Schicht hergestellt wurden. In diesen Messungen konnten keine Volumenzustände nachgewiesen werden, die in einen Bereich von 0.2-1 μm Entfernung vom Schottky-Kontakt mit Konzentrationen $N_T > 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ auftreten. Daraus ergibt sich, daß die Volumenzustände, die in MOS-Strukturen identifiziert werden, nur in unmittelbarer Nähe der SiO_2 -Si Grenzfläche auftreten. Damit die Volumenzustände vom Kontinuum der Grenzflächenzustände mit $D_{it} \geq 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ unterschieden werden können, muß die Konzentration der Haftstellen größer als $N_T = 5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ sein.

CC-DLTS Spektren für einen MOS-Kondensator mit Guardring sind in Abb. 5.6 wiedergegeben. Durch Anlegen einer Spannung $V_1 = -8 \text{ V}$ an die Guardelektrode, wurde, bei einer festen Spannung am Gatekontakt, eine Reduktion der "Inversions"-Kapazität von 105 pF auf 89 pF bewirkt. Dies beweist, daß durch die Spannung an der Guardelektrode ein Nicht-Gleichgewichtszustand eingestellt werden kann, der zu einer Vergrößerung der Raumladungszone führt. Das Oberflächenpotential bei dieser Messung ist $\psi_s < -0.5 \text{ V}$. Die beiden anderen Spektren wurden mit reduziertem Ober-

flächenpotential aufgenommen, wobei als Spannung an der Guardelektrode $V_1 = -8\text{V}$ oder $V_1 = 0\text{V}$ verwendet wurde. Alle drei Spektren zeigen ein Maximum bei einer Temperatur $T = 286\text{K}$, dessen Höhe stark vom Oberflächenpotential abhängt. Dieses Verhalten wird erwartet, wenn das Maximum durch einen Volumenzustand verursacht wird. Der Arrhenius-Plot für dieses Maximum, der als Einschub in Abb. 5.6 gezeigt ist, ergibt eine Aktivierungsenergie $E_c - E_T = 0.5\text{ eV}$.

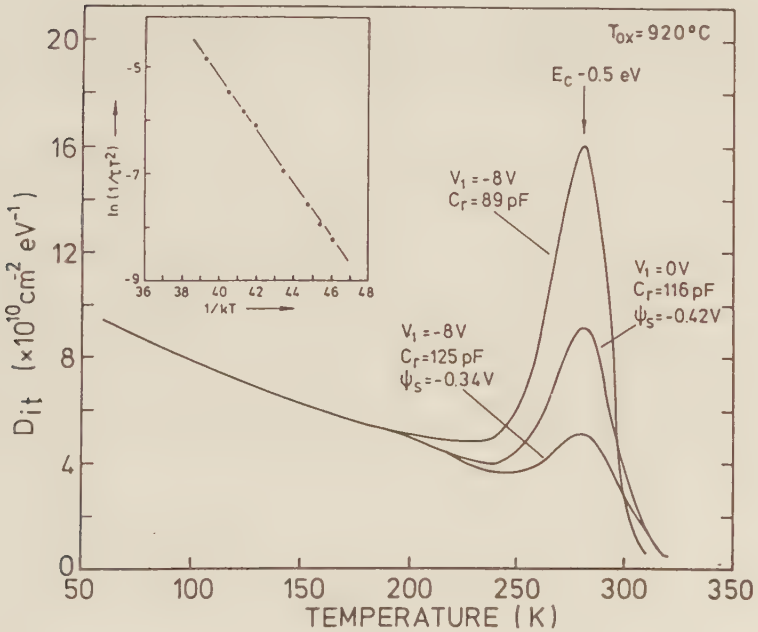


Abb. 5.6 CC-DLTS-Spektren für eine n-Typ MOS-Struktur mit Guardring. V_1 ist die Spannung an der Guardelektrode und C_r die konstante Kapazität bei der CC-DLTS Messung. Der Einschub zeigt den Arrhenius-Plot für das Maximum bei $T \approx 286 \text{ K}$, der eine Energie $E_c - E_T = 0.5 \text{ eV}$ ergibt.

Die CC-DLTS Spektren von Abb. 5.6 und Abb. 5.1 wurden an gleichzeitig oxidierten Proben gemessen. Der Vergleich der Spektren ergibt eine gute Übereinstimmung in der Grenzflächenzustandsdichte für den Bereich $T < 200\text{K}$. Bei vergleichbarem Oberflächenpotential wird in den Spektren der beiden Proben ein Maximum mit ähnlicher Höhe beobachtet, das den gleichen Volumenzustand zugeordnet wird. Für die Identifizierung einer tiefen Haftstelle ($E_C - E_T = 0.5 \text{ eV}$) ist die Verwendung einer MOS-Struktur mit Guardelektrode vorteilhaft, da das entsprechende Maximum im CC-DLTS Spektrum vergrößert werden kann, wenn an die Guardelektrode eine Spannung angelegt wird.

An den ungetemperten n-Typ MOS-Strukturen, die bei 1020°C bzw. 1120°C oxidiert wurden, werden ebenfalls Maxima in den CC-DLTS Spektren beobachtet (s. Abb. 5.2). Bei Variation des Oberflächenpotentials bleibt die Position dieser Maxima im CC-DLTS Spektrum fest. Dies weist darauf hin, daß diese Maxima ebenfalls durch Volumenzustände verursacht werden. Die Daten, die sich für die Aktivierungsenergie, den Einfangquerschnitt und die Konzentration der Haftstellen ergeben, sind in Tabelle 5.2 zusammengestellt. Die Konzentration wurde mit (3.14) berechnet.

In den ungetemperten MOS-Strukturen auf p-Typ Substrat konnten Volumenzustände nicht eindeutig identifiziert werden, obwohl die Spektren in Abb. 5.2 ebenfalls eine Struktur in der Mitte der Bandlücke aufweisen.

Tabelle 5.2: Volumenzustände in ungetemperten MOS-Strukturen

Oxidations- temperatur $T_{ox} / ^\circ C$	$E_C - E_T / eV$	$\sigma_n / 10^{-15} cm^2$	$N_T / 10^{14} cm^{-3}$
920	0.50 ± 0.01	0.6	6 ± 4
1020	0.52 ± 0.03	1.5	8 ± 5
1120	0.49 ± 0.03	1.7	5 ± 3

5.2.2 Einfach-Temperung von MOS-Strukturen

In diesem Abschnitt sind CC-DLTS Spektren von MOS-Strukturen zusammengestellt, die nach der Oxidation in einem zusätzlichen Prozeßschritt bei verschiedenen Temperaturen (30min, N_2) getempert wurden. Diese Messungen konnten in systematischer Weise nur an Proben mit n-Typ Substrat durchgeführt werden. Die Proben mit p-Typ Substrat zeigen nach der Temperbehandlung häufig einen Anstieg der Hochfrequenzkapazität im Bereich der Inversion. Dieser Effekt wird durch Minoritätsträger verursacht, die über die Ränder des MOS Kondensators in die Inversionsschicht fließen. Da dieser Effekt auch die Interpretation der CC-DLTS Messungen erschwert, wird auf eine Diskussion der Messungen an getemperten p-Typ Proben verzichtet.

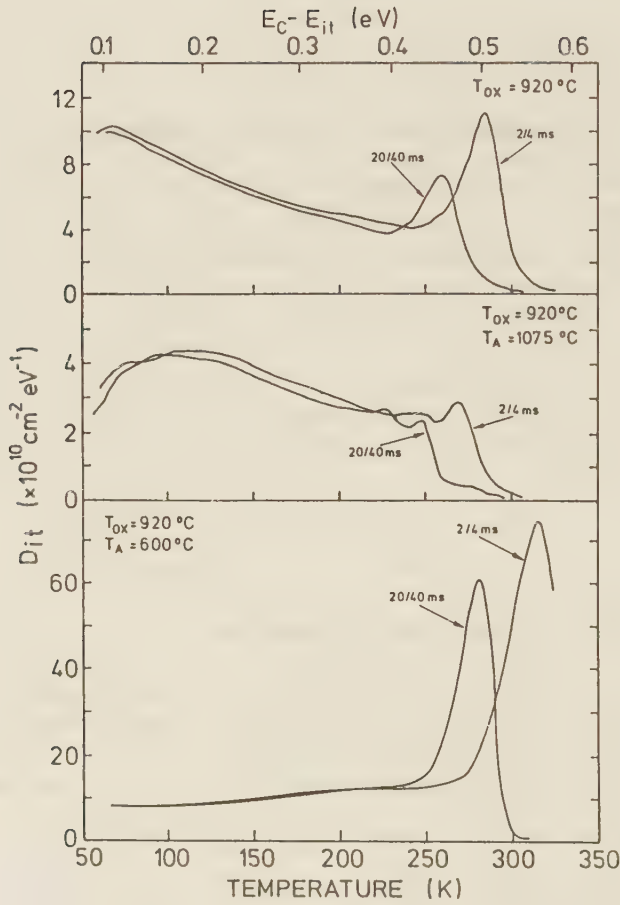


Abb.5.7 Vergleich der CC-DLTS-Spektren für MOS-Strukturen mit 920°C -Oxidation, die nicht getempert wurden (oben) und die bei 1075°C (mitte) oder 600°C (unten) getempert wurden.

Das Temperverhalten der Haftstellen in n-Typ MOS-Strukturen wird, für Grenzflächenzustände und Volumenzustände getrennt, in Kap. 5.2.2.1 und Kap. 5.2.2.2 behandelt.

5.2.2.1 Dichteverteilung der Grenzflächenzustände

Für jede Probenserie mit unterschiedlicher Oxidations-temperatur T_{ox} , werden in einem Bild repräsentative CC-DLTS Spektren gezeigt, für Proben, die nicht getempert wurden, die bei höheren Temperaturen als T_{ox} getempert wurden ($T_A > T_{ox}$) und die bei tiefen Temperaturen ($T_A < T_{ox}$) getempert wurden.

920°C-Oxidation

Diese Spektren, jeweils aufgenommen mit Korrelationszeiten von 2/4 ms und 20/40ms, sind für Proben mit 920 °C Oxidation in Abb. 5.7 abgebildet. Verglichen mit der ungetemperten Referenzprobe (s.auch Abb. 5.2) führt die Temperung bei 1075°C ($T_A > T_{ox}$) zu einer Erniedrigung der Grenzflächenzustandsdichte und zu einem flacheren Anstieg der D_{it} -Verteilung zur LB-Kante hin. Nach Temperung bei 600°C ($T_A < T_{ox}$) werden höhere Zustandsdichten gemessen als an der Referenzprobe. Die D_{it} -Verteilung nimmt jedoch von der Mitte der Bandlücke zur LB-Kante hin ab.

Zur Beschreibung der Wirkung einer Temperbehandlung auf die Grenzflächenzustände reicht es nicht aus, wenn, wie z.B. in Ref. /9/, nur ein Wert für die Zustandsdichte in der Mitte der Bandlücke angegeben wird. Die Zustände in der Mitte der Bandlücke zeigen ein anderes Temperverhalten als die Zustände an der LB-Kante. In Abb. 5.8 wird deshalb

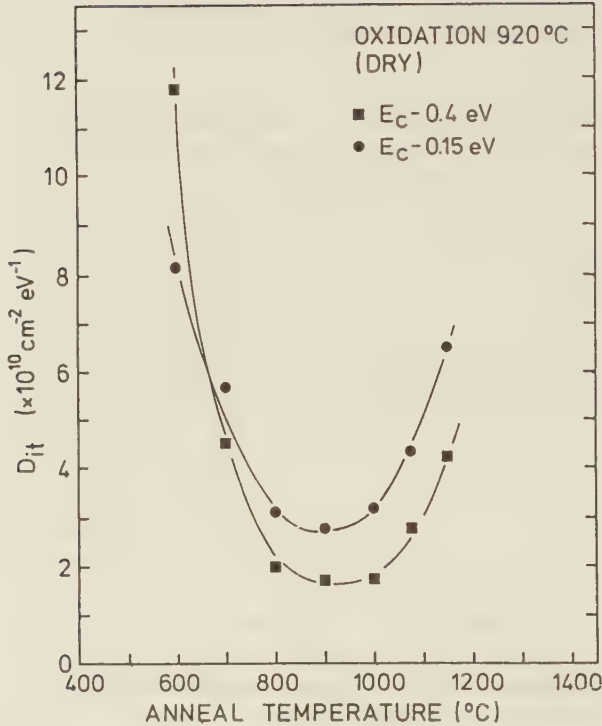


Abb.5.8 Abhängigkeit der Grenzflächenzustandsdichte von der Temperatur der Temperung für MOS-Stukturen mit 920°C Oxidation. Angegeben sind Zustandsdichten bei $E_C - 0.4 \text{ eV}$ und $E_C - 0.15 \text{ eV}$.

für alle getemperten Proben, die Zustandsdichte bei einer tiefen ($E_C - E_{it} = 0.4 \text{ eV}$) und einer flachen ($E_C - E_{it} = 0.15 \text{ eV}$) energetischen Lage angegeben.

Die niedrigsten Zustandsdichten in Abb. 5.8 ($D_{it} \approx 2-3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$) ergeben sich, für beide energetischen Lagen gemeinsam, nach einer Temperung bei Temperaturen im Bereich $T_A = 800^\circ - 1000^\circ \text{C}$.

Temperung bei niedrigen und höheren Temperaturen führt zu einem Anstieg in den Zustandsdichten. Im Temperaturbereich von $T_A < 700^\circ\text{C}$ ändert sich der Gradient in der D_{it} -Verteilung. Nach Temperung bei hohen Temperaturen $T_A > 700^\circ\text{C}$ gilt $D_{it}(0.15\text{ eV}) > D_{it}(0.4\text{ eV})$, während nach 600°C -Temperung $D_{it}(0.15\text{ eV}) < D_{it}(0.4\text{ eV})$ gilt.

1020°C-Oxidation

Die CC-DLTS Spektren in Abb. 5.9, für unterschiedlich getemperte MOS-Strukturen mit 1020°C -Oxidation zeigen ähnliche Tempereffekte wie die Spektren in Abb. 5.7. Im Unterschied zu den Proben, die bei 920°C oxidiert werden, wird in Abb. 5.9 nach der Hochtemperatur-Temperung eine höhere Zustandsdichte gemessen als an der Referenzprobe.

In gleicher Auftragung wie in Abb. 5.8, sind die Zustandsdichten für die Proben mit 1020°C -Oxidation in Abb. 5.10 wiedergegeben. Im Temperaturbereich $T_A < 900^\circ\text{C}$ steigt die Zustandsdichte bei $E_c - 0.4\text{ eV}$ mit abnehmender Temperatur der Temperung stark an. Das Minimum in den D_{it} -Werten für Zustände mit $E_c - 0.4\text{ eV}$ ergibt sich nach Temperung bei $T_A = 1000^\circ\text{C}$. Bemerkenswert ist in Abb. 5.10, daß die Grenzflächenzustandsdichte für Energien von $E_c - 0.15\text{ eV}$ durch die Temperbehandlung nicht verändert wird. Nach einer Temperung mit $T_A > 900^\circ\text{C}$ wurden für die beiden Probenserien mit $T_{ox}=1020^\circ\text{C}$ (Abb. 5.10) und $T_{ox}=920^\circ\text{C}$ (Abb. 5.8) vergleichbare Zustandsdichten gemessen.

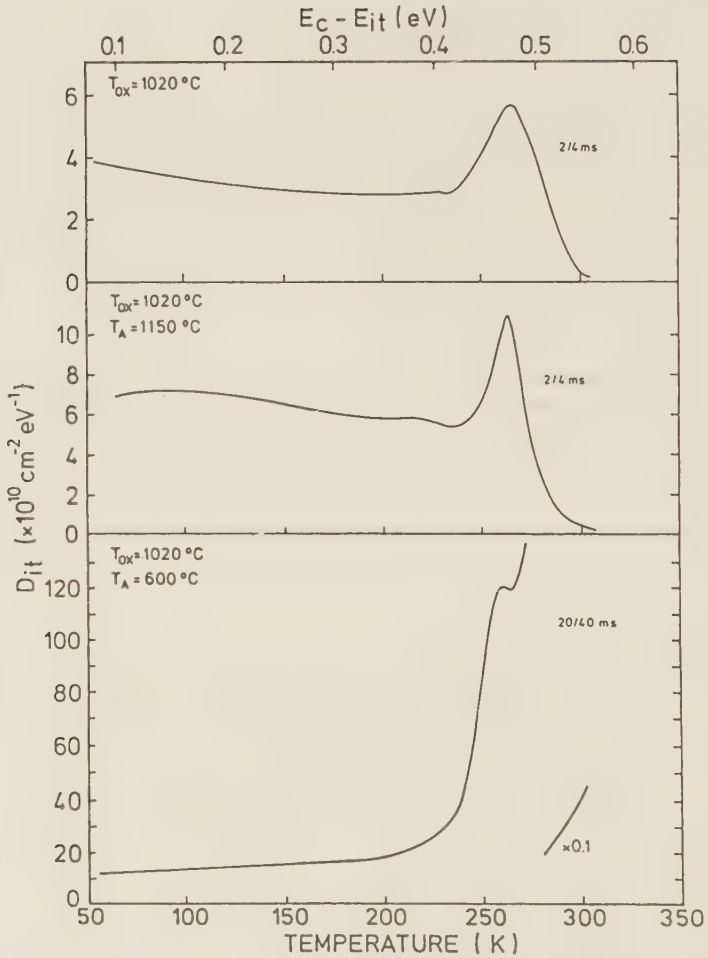


Abb.5.9 Vergleich der CC-DLTS-Spektren für MOS-Strukturen mit 1020°C Oxidation, die nicht getempert (oben) wurden und die bei 1150°C (mitte) bzw. bei 600°C getempert wurden.

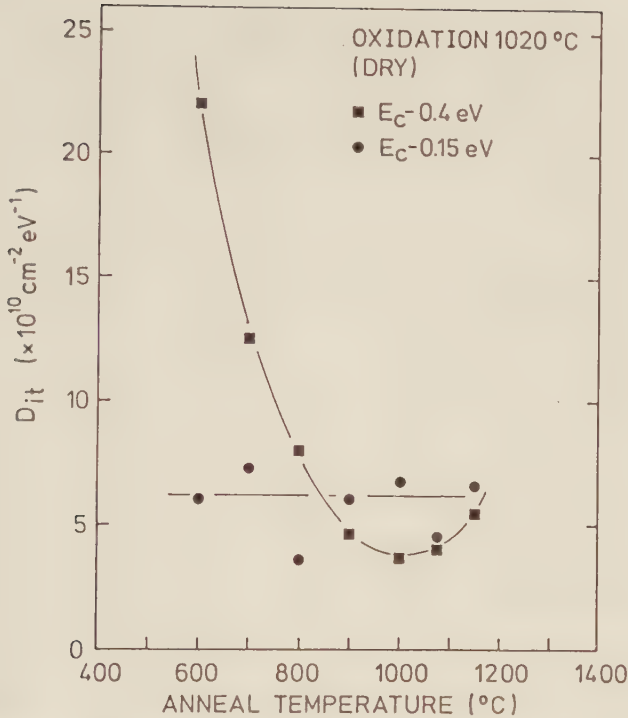


Abb.5.10 Abhängigkeit der Grenzflächenzustandsdichte von der Temperatur der Temperung für MOS-Stukturen mit 1020°C-Oxidation. (Energielagen $E_C - 0.4 \text{ eV}$ und $E_C - 0.15 \text{ eV}$)

1120°C-Oxidation

Für die unterschiedlich getemperten Proben, die bei 1120°C oxidiert wurden, zeigt Abb. 5.11 einige CC-DLTS Spektren und Abb. 5.12 eine Übersicht über das Temperverhalten der Grenzflächenzustände. Wie schon in Abb. 5.2 gezeigt, wird für die ungetemperte Probe eine Abnahme der Zustandsdichte zur LB-Kante hin beobachtet. Nach Hochtemperatur-Behandlung $T_A = 1150^\circ\text{C}$ ist die Zustandsdichte

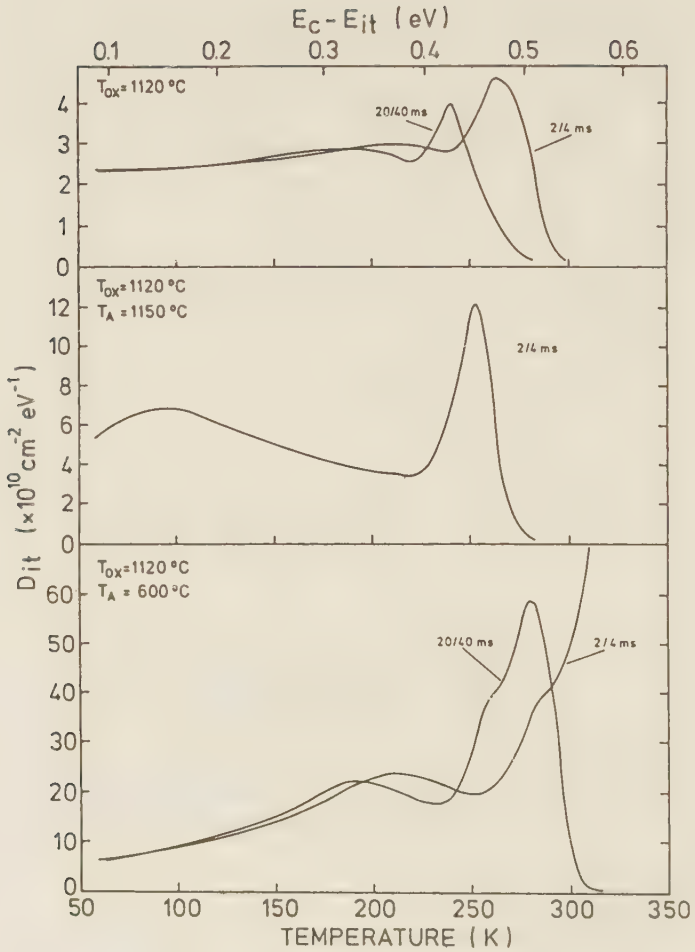


Abb.5.11 CC-DLTS-Spektren für MOS-Strukturen mit 1120°C -Oxidation, die nicht getempert wurden (oben) und die bei 1150°C oder bei 600°C getempert wurden.

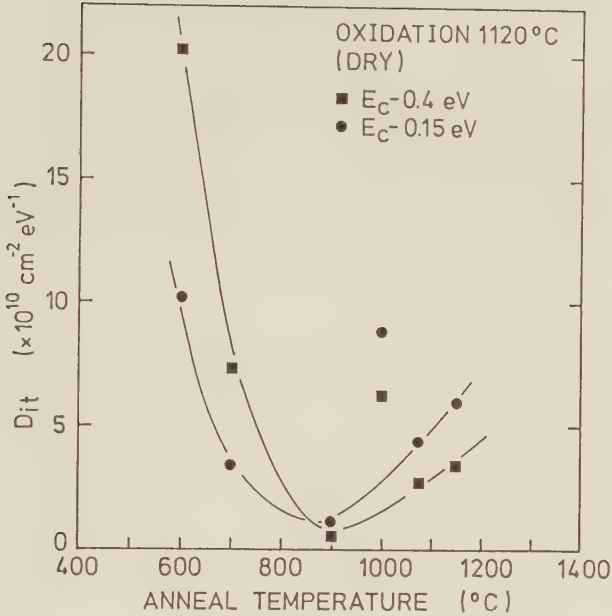


Abb5.12 Abhängigkeit der Grenzflächenzustandsdichte von der Temperatur der Temperung für MOS-Strukturen mit 1120°C-Oxidation. (Energielagen $E_C - 0.4 \text{ eV}$ und $E_C - 0.15 \text{ eV}$)

an der LB-Kante erhöht, während für die Zustände in der Mitte der Bandlücke nur eine geringe Änderung festgestellt wird. Im CC-DLTS Spektrum der Probe mit 600°C-Temperung wird, wie in Abb. 5.7 und Abb. 5.9 für Proben mit Oxidation bei 920°C und 1020°C, eine Abnahme der Zustandsdichte zur LB-Kante hin gemessen.

Die Zustandsdichten in Abb. 5.12 zeigen in Abhängigkeit von der Temperatur der Temperung einen ähnlichen Verlauf wie in Abb. 5.8, mit einem Minimum für $T_A = 900^{\circ}\text{C}$. An der Probe mit $T_A = 800^{\circ}\text{C}$ konnten keine CC-DLTS Messungen durchgeführt werden, da die MOS-Kondenstoren große Leck-

ströme ($I \geq 10^{-7} \text{ A}$) aufwiesen. In Abb. 5.12 wird nach 1000°C -Temperatur eine höhere Zustandsdichte gemessen als nach 1075°C -Temperatur. Dieses Ergebnis weicht deshalb etwas von dem Trend ab, der auch in Abb. 5.8 beobachtet wurde, daß bei Hochtemperatur-Temperatur die Zustandsdichte mit der Temperatur T_A ansteigt.

5.2.2.2 Volumenzustände

In den CC-DLTS Spektren der getemperten MOS-Strukturen (Abb. 5.7, 5.9 und 5.11) werden bei hohen Temperaturen Maxima beobachtet. Wenn diese Maxima durch Volumenzustände verursacht werden, dann werden für diese Haftstellen Aktivierungsenergien von $E_C - T_T \approx 0.5 \text{ eV}$ erwartet. Für die Unterscheidung zwischen tiefen Volumenzuständen und Minoritätsträgereffekten wird ausgenutzt, daß die Maximumshöhe vom Oberflächenpotential bei der CC-DLTS Messung abhängt. Dieses Vorgehen wird anhand von zwei Bildern erläutert.

In Abb. 5.13 a) werden für ein Oberflächenpotential $\psi_s = -0.42 \text{ eV}$ zwei kleine Maxima beobachtet. Wie für Volumenzustände erwartet, nimmt die Höhe der Maxima bei einer Verringerung des Oberflächenpotentials um 80 mV stark ab. Die Aktivierungsenergien, die sich für diese Maxima aus einem Arrhenius-Plot ergeben, werden deshalb Volumenzuständen zugeordnet, mit energetischen Lagen:

$$E_C - E_T = 0.23 \pm 0.02 \text{ eV} \quad (\sigma_n = 2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2)$$

$$E_C - E_T = 0.53 \pm 0.03 \text{ eV} \quad (\sigma_n = 2 \times 10^{-15} \text{ cm}^2)$$

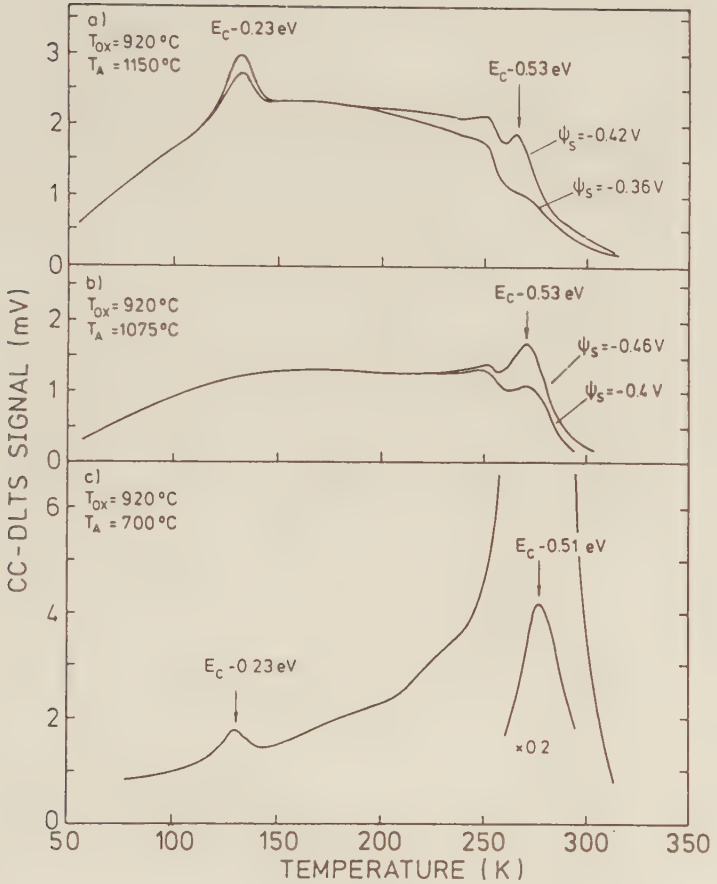


Abb.5.13 CC-DLTS-Spektren für MOS-Strukturen mit 920°C -Oxidation, die bei 1150°C , 1075°C und 700°C getempert wurden. Die Maxima in den Spektren werden Volumenzuständen zugeordnet mit energetischen Lagen von $E_C - 0.23\text{ eV}$, $E_C - 0.51\text{ eV}$ und $E_C - 0.53\text{ eV}$.

Wie die CC-DLTS Spektren in Abb. 5.13 b) zeigen, wird der tiefe Volumenzustand mit $E_C - E_T = 0.53$ eV auch in der MOS-Struktur mit 920°C Oxidation und Temperung bei 1075°C gefunden. Die flache Haftstelle konnte in dieser Probe jedoch nicht aufgelöst werden.

Im CC-DLTS Spektrum von Abb. 5.13 c) das an einer MOS-Struktur mit Guardelektrode (Spannung an der Guardelektrode $V_1 = -12$ V) aufgenommen wurde, werden zwei Maxima beobachtet. Das Maximum bei tiefen Temperaturen wird, wie in Abb. 5.13 a), einer Haftstelle mit $E_C - E_T = 0.23$ eV zugeordnet. Der Arrhenius Plot für das Maximum bei hohen Temperaturen liefert als Aktivierungsenergie

$$E_C - E_T = 0.51 \pm 0.03 \text{ eV} \quad (\sigma_n = 1.8 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2)$$

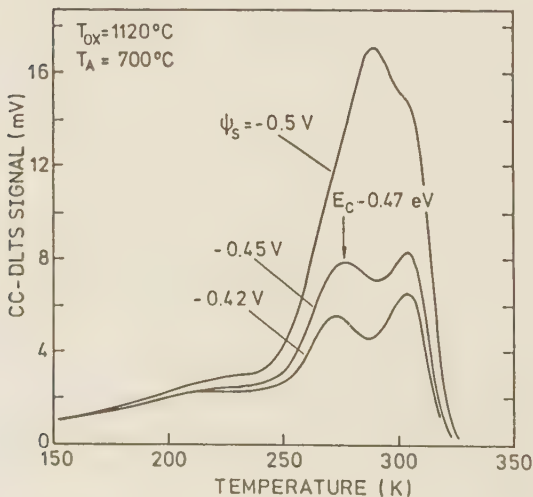


Abb.5.14 CC-DLTS-Spektren für eine MOS-Struktur mit 1120°C-Oxidation und Temperung bei 700°C. Parameter ist das Oberflächenpotential. Die Spektren zeigen einen Volumenzustand mit $E_C - E_T = 0.47$ eV.

Bei der Messung in Abb. 5.13 c) sind Minoritätsträger-effekte reduziert, da durch die Spannung an der Guard-elektrode Minoritätsträger abgesaugt werden (s. auch Abb. 5.6). Das Maximum mit $E_C - E_T = 0.51 \text{ eV}$ wird deshalb ebenfalls einem Volumenzustand zugeschrieben.

Die CC-DLTS Spektren in Abb. 5.14 zeigen, daß durch die systematische Variation des Oberflächenpotentials auch Überlagerungen von zwei Maxima analysiert werden können. Für ein Oberflächenpotential $\psi_s = -0.5 \text{ V}$ wird lediglich ein Maximum mit einer Schulter bei hohen Temperaturen gemessen. In den Messungen mit $\psi_s = -0.45 \text{ V}$ und $\psi_s = -0.42 \text{ V}$ können jedoch eindeutig zwei Maxima unterschieden werden. Das Maximum bei tieferen Temperaturen ($T = 270 \text{ K}$) entspricht dem CC-DLTS Signal eines Volumenzustandes, der eine Aktivierungsenergie von

$$E_C - E_T = 0.47 \pm 0.05 \text{ eV} \quad (\sigma_n = 2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2)$$

hat. Die Energiebestimmung ist für dieses Maximum sehr schwierig, da die Maximumtemperatur durch Überlagerungseffekte des zweiten Maximum verschoben wird.

Für das zweite Maximum in Abb. 5.14, das bei Temperaturen $T \approx 300 \text{ K}$ beobachtet wird, ergibt sich aus dem Arrhenius-Plot eine Aktivierungsenergie, die niedriger ist als $E_C - E_T = 0.47 \text{ eV}$. Wenn beide Maxima durch Volumenzustände verursacht werden, dann würde in Abb. 5.14 ein Zustand mit einer Aktivierungsenergie $E_C - E_T < 0.47 \text{ eV}$, bei höherer Temperatur beobachtet als die Haftstelle mit der größeren Aktivierungsenergie $E_C - E_T = 0.47 \text{ eV}$. Dieses Verhalten, das für die flachere Haftstelle einen kleinen Einfangquerschnitt $\sigma_n < 10^{-17} \text{ cm}^2$ voraussetzt, wird für Volumenzustände nicht erwartet. In Abb. 5.14 kann deshalb nur das Maximum

bei tieferen Temperaturen einem Volumenzustand zugeordnet werden. Mit den CC-DLTS Messungen konnte jedoch nicht eindeutig geklärt werden, ob das zweite Maximum durch Minoritätsträgereffekte verursacht wird.

Die Aktivierungsenergien aller Volumenzustände, die in den getemperten und ungetemperten (s.Kap. 5.2.1,3) MOS-Strukturen gefunden werden, sind in Abb. 5.15 zusammengestellt. Bei nahezu allen Proben werden tiefe Störstellen $E_C - E_T \approx 0.5\text{eV}$ beobachtet. Nur bei zwei MOS-Strukturen wird eine flachere Haftstelle mit $E_C - E_T = 0.23\text{eV}$ nachgewiesen. Aufgrund der Daten in Abb. 5.15 ergibt sich bei Berücksichtigung der Fehlergrenzen, daß kein Volumenzustand identifiziert werden kann, dessen Auftreten charakteristisch mit einem bestimmten Prozeßschritt (Oxidation oder Temperung) verbunden ist. Bemerkenswert ist, daß in den MOS-Strukturen

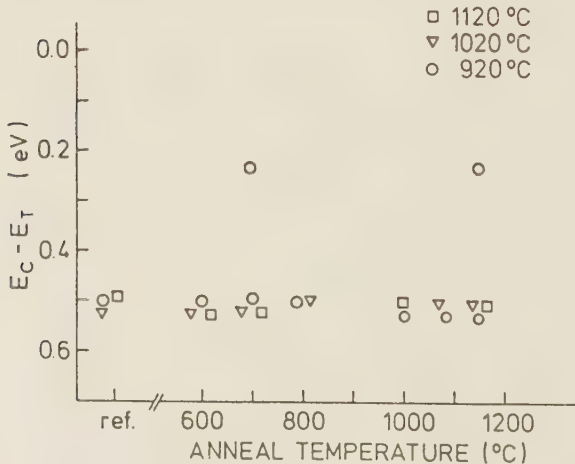


Abb.5.15 Aktivierungsenergien der Volumenzustände, die in MOS-Strukturen (vor und nach einer Temperbehandlung) mit CC-DLTS nachgewiesen wurden.

mit 900°C-Temperatur unabhängig von den Oxidationsbedingungen, keine Störstelle im Halbleitervolumen gefunden wird.

Die Abb. 5.16 gibt einen Überblick über die Konzentration der tiefen Störstellen ($E_C - E_T \approx 0.5 \text{ eV}$) in Abhängigkeit von der Temperbehandlung. Die angegebenen Werte sind notwendigerweise mit einem großen Fehler behaftet (ca. Faktor 2), da der Beitrag der Grenzflächenzustände zu den Maxima in den Spektren nur mit einer Abschätzung berücksichtigt werden konnte. Zusätzlich bedingt jeder Fehler in der Bestimmung der Aktivierungsenergie und der Dotierung des Substrats einen Fehler in der berechneten Konzentration.

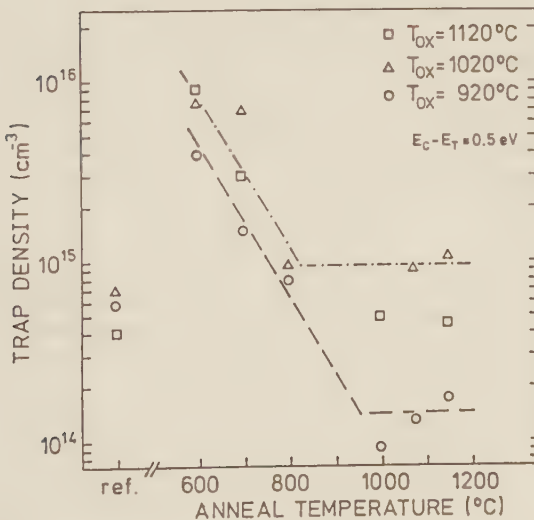
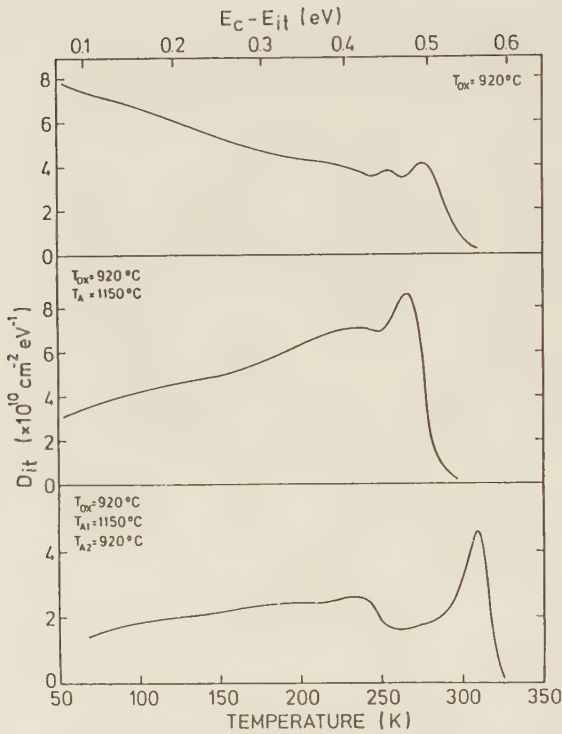
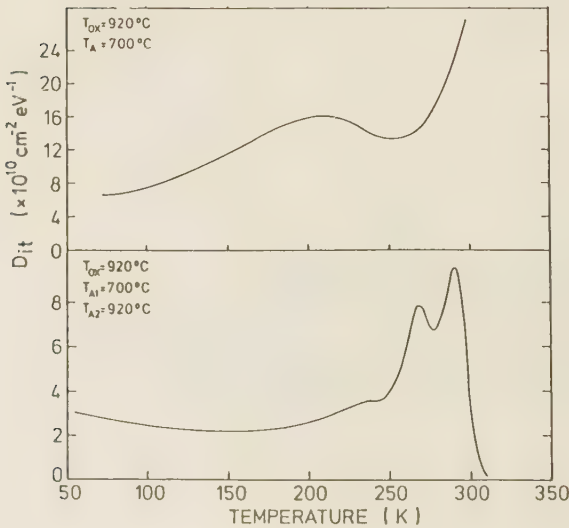


Abb.5.16 Konzentration der tiefen Volumenzustände ($E_C - E_T \approx 0.5 \text{ eV}$) für MOS-Strukturen mit und ohne Temperbehandlung. Die Aktivierungsenergien sind in Abb.5.15 angegeben.



a) oben: ohne Temperung
 mitte: Temperung 1150°C
 unten: Temperung
 1150°C u. 920°C



b) oben: Temperung 700°C
 unten: Temperung
 700°C u. 920°C

Abb.5.17 Vergleich der CC-DLTS-Spektren für MOS-Strukturen mit 920°C -Oxidation. Die Proben wurden bei unterschiedlichen Temperaturen in Ar-Atmosphäre getempert.

Die Linien in Abb. 5.16 deuten deshalb lediglich einen Trend an, der auch direkt aus den Spektren abgelesen werden kann. In MOS-Strukturen, die nicht getempert wurden und die bei Temperaturen $T_A > 1000^\circ\text{C}$ getempert wurden, werden tiefe Volumenzustände mit Konzentrationen $N_T < 10^{15}\text{cm}^{-3}$ beobachtet. Eine Temperung im Bereich $T_A < 900^\circ\text{C}$ erhöht die Konzentration der Haftstellen. Beispielsweise werden für $T_A = 600^\circ\text{C}$ Konzentrationen bis zu $N_T = 10^{16}\text{cm}^{-3}$ gemessen.

5.2.3 Mehrfach-Temperung von MOS-Strukturen

Mit einer zusätzlichen Probenserie wurde der Einfluß einer Temperbehandlung in zwei Stufen auf die Verteilung der Grenzflächenzustände analysiert. Diese Proben, für die in Abb. 5.17 CC-DLTS Spektren aufgezeichnet sind, wurden bei 920°C oxidiert. Die zweifache Temperung erfolgte bei Temperaturen $T_{A1}=1150^\circ\text{C}$, und $T_{A2}=920^\circ\text{C}$ bzw. $T_{A1}=700^\circ\text{C}$ und $T_{A2}=920^\circ\text{C}$ jeweils für eine Dauer von 30 min. in Argon-Atmosphäre.

Das Spektrum der ungetemperten Referenzprobe (Abb. 5.17a) ist vergleichbar mit dem aus Abb. 5.1. Lediglich die Zustandsdichte an der LB-Kante ($E_C - 0.1\text{eV}$) ist in Abb. 5.17a) um ca. 25% niedriger als in Abb. 5.1. Die Oxidation der MOS-Strukturen in Abb. 5.12 und Abb. 5.1 erfolgte mit getrennten Prozessen, aber bei gleicher Temperatur. Soweit es die Verteilung der Grenzflächenzustände betrifft, ist damit gezeigt, daß die Oxidation reproduzierbar durchgeführt wurde. Die Maxima in den Spektren von Abb. 5.17

werden hier nicht interpretiert, da in Kap. 5.2.2.2 gezeigt wurde, daß die energetische Lage von Volumenzuständen nicht spezifisch von der Temperbehandlung abhängt.

Die Temperung bei 1150°C (Abb. 5.17a) bewirkt ein Anwachsen der Zustandsdichte in der Mitte der Bandlücke und eine Reduzierung der Zustandsdichte an der LB-Kante. Dieses Ergebnis ist überraschend, da nach Hochtemperaturtemperung ($T_A > T_{ox}$) in N_2 -Atmosphäre (Kap. 5.2.3) keine Abnahme der Zustandsdichte zur LB-Kante hin beobachtet wurde. Durch den zweiten Tempersschritt, der wieder bei der Oxidationstemperatur erfolgte, wird die Grenzflächenzustandsdichte im Energiebereich $E_c - E_{it} < 0.4\text{eV}$ gleichmäßig reduziert. Die Form der Verteilung, mit einer Abnahme der Zustandsdichte zur LB-Kante hin, bleibt erhalten.

Die Änderungen in den Zustandsdichten, die durch Temperung bei 700°C und 920°C hervorgerufen werden, sind in Abb. 5.17 b) zu sehen. Wie auch für die Proben mit N_2 -Temperung (s. Abb. 5.8) festgestellt wurde, bewirkt die 700°C-Temperung eine Erhöhung der Zustandsdichte. Nahe der LB-Kante ($E_c - 0.1\text{eV}$) werden nach Ar- und N_2 -Temperung vergleichbare Zustandsdichten gemessen. In der Mitte der Bandlücke ($E_c - E_{it} \approx 0.4\text{ eV}$) wird jedoch nach Ar-Temperung eine höhere Zustandsdichte beobachtet als nach 700°C-Temperung in N_2 -Atmosphäre. Durch die zweite Temperung, die wieder bei 920°C erfolgte, wird die Grenzflächenzustandsdichte erniedrigt. Dieser Effekt ist für Zustände in der Mitte der Bandlücke stärker ausgeprägt als für Zustände im Bereich der LB-Kante. Ein Minimum der Zustandsdichte im Energiebereich $E_c - E_{it} \approx 0.25\text{eV}$ wurde nur an der zweifach getemperten MOS-Struktur in Abb. 5.17 b) beobachtet.

5.3 Diskussion

5.3.1 Grenzflächenzustände nach Oxidation bei unterschiedlichen Temperaturen

5.3.1.1 Energetische Verteilung der Grenzflächenzustände

Als Ursache für lokalisierte elektronische Zustände (Grenzflächenzustände) an der SiO_2 -Si Grenzfläche werden häufig Störungen der Bindungsverhältnisse im Grenzflächenbereich angesehen /2,5,37,38/. An der SiO_2 -Si Grenzfläche werden als strukturelle Defekte erwartet:

- freie Valenzen (dangling bonds) lokalisiert an Si- oder O-Atomen
- verzerrte Bindungen, die andere Bindungswinkel bzw. Bindungslängen haben als die entsprechenden Bindungen im Volumen des SiO_2 oder des Substrats.

Das Auftreten von Si-"dangling bonds" konnte in ESR-Messungen an MOS-Strukturen auf $\langle 111 \rangle$ orientiertem Substrat nachgewiesen werden /42/. Neuere Ergebnisse zeigen, daß Maxima in der Verteilung der Grenzflächenzustände bei $E_c - 0.25$ eV und $E_v + 0.3$ eV mit dem ESR-Signal des "dangling bonds" direkt korreliert werden können /43/. Die Zustandsdichteverteilungen für die ungetemperten MOS-Strukturen (Abb. 5.2) weisen jedoch keine deutliche Struktur auf, die auf einen charakteristischen Grenzflächendefekt, etwa ein dangling bond, hinweisen würde. Die Maxima in den CC-DLTS Spektren werden Haftstellen mit diskreten Energien zugeschrieben.

Modellrechnungen ergeben, daß an der idealen SiO_2 -Si Grenzfläche, für die alle Valenzen abgesättigt sind, keine Grenzflächenzustände in der Energielücke des Si auftreten /5, 39, 40/. Für eine reale SiO_2 -Si Grenzfläche zeigen die Modellrechnungen, daß strukturelle Defekte zu Zuständen in der Si-Bandlücke führen. Ein "dangling-Bond" an einem Si-Atom im Substrat wirkt als tiefe Haftstelle /5, 39/. Ein Kontinuum von Zuständen ergibt sich als sogenannte "band tails", durch eine kontinuierliche Verteilung der Bindungslängen /39/ oder der Bindungswinkel /5/.

Die angeführten Modelle sagen eine U-förmige Zustandsdichteverteilung voraus, mit einem Anstieg zu beiden Bandkanten. Zustandsdichten, die diese Voraussage bestätigen wurden beobachtet /1, 13/. Die CC-DLTS Spektren in Abb. 5.2 zeigen für alle drei Oxidationsprozesse keine U-förmige Verteilung der Grenzflächenzustände. Abhängig von der Oxidationstechnologie wird ein Anstieg der Zustandsdichte zur LB-Kante oder auch ein Abfall beobachtet. Die oben angeführten Modelle können diese Abhängigkeit von der Oxidationstemperatur nicht erklären.

In diesem Zusammenhang muß berücksichtigt werden, daß die Proben nach der Oxidation kurzzeitig in Argonatmosphäre getempert wurden. (Der Einfluß dieser Temperung auf die Grenzflächenzustandsdichte wird in Kap. 5.3.2 eingehender diskutiert.) Wenn die Zustandsdichteverteilung wesentlich durch die Temperung bestimmt wird, dann muß ein unterschiedliches Ausheilverhalten für Zustände in der Mitte der Bandlücke und für Zustände an der LB-Kante angenommen werden. Für MOS-Strukturen, die, wie die ungetemperten Proben mit 920°C -Oxidation, eine kontinuierliche Abnahme der Zustandsdichte von der LB-Kante zur VB-Kante zeigen, wurde dieser Effekt nicht beobachtet, wenn die Temperung in H_2 -Atmosphäre erfolgt /2, 10/.

5.3.1.2 Einfangquerschnitte für Grenzflächenzustände

Der Einfangquerschnitt σ_n für Elektroneneinfang in Grenzflächenzustände nimmt in Abb. 5.5 als Funktion der energetischen Lage von der Mitte der Bandlücke zur Leitungsbandkante hin ab. Es werden keine Unterschiede in der Energieabhängigkeit beobachtet, wenn die Oxidationstechnologie verändert wird.

Eine mit Abb. 5.5 nahezu identische Energieabhängigkeit des Einfangquerschnitts σ_n wurde von Tredwell et. al. /28/ mit DLTS-Messungen an MOS-Strukturen bestimmt, die bei 1100°C oxidiert und anschließend in N₂ getempert wurden. Diese technologischen Parameter sind vergleichbar mit den Prozeßdaten bei der Probenherstellung der MOS-Strukturen mit 1120°C-Oxidation. Die Abnahme des Einfangquerschnitts an der LB-Kante wurde in anderen Messungen /13, 27, 36, 44/ ebenfalls gefunden, die an verschiedenartig oxidierten MOS-Strukturen durchgeführt werden. Es wird deshalb geschlossen, daß die gemessene Energieabhängigkeit des Einfangquerschnitts unabhängig von einer speziellen Wahl der Prozeßparameter ist.

In der Auswertung der CC-DLTS Messung wird vorausgesetzt, daß der Einfangquerschnitt und die energetische Lage die dynamischen Eigenschaften der Umladung von Grenzflächenzuständen festlegen. Mit dieser Annahme folgt aus der Messung des Einfangquerschnitts, daß in den ungetemperten n-Typ MOS-Strukturen die Grenzflächenzustände mit gleicher Energie E_{it} die gleichen dynamischen Eigenschaften aufweisen. Eine Technologievariation, die zu einer starken Änderung in der Zustandsdichte führt (Abb. 5.2), muß keine Änderungen in den, durch die mikroskopische Defekt-konfiguration bestimmten, dynamischen Eigenschaften der Grenzflächenzustände bewirken.

Die Messung des Einfangquerschnitts in elektrischen Messungen erlaubt jedoch keine direkten Aussagen über die Defektkonfiguration, da σ_n als Meßgröße zunächst nur durch (2.30) definiert ist. Zur Erklärung der niedrigen Einfangquerschnitte an der LB-Kante wurde vorgeschlagen /41/, daß die Grenzflächenzustände im Oxid lokalisiert sein sollen und daß der Einfangquerschnitt durch eine Tunnelbarriere bestimmt wird. Im Unterschied zu Ergebnissen an MIS-Strukturen auf InP (Metall SiO_2 -InP) /45/, wird in diesem Modell /41/ für MOS-Strukturen mit thermischen Oxidschichten keine Tiefenverteilung der Zustände im Oxid erwartet.

Diese Annahme ist in Übereinstimmung mit Tunnelexperimenten /46/ und den CC-DLTS Messungen in Abschnitt 5.2. Die CC-DLTS Spektren werden im gesamten Temperaturbereich 50-300K parallel verschoben, wenn die DLTS-Korrelationszeiten variiert werden. Dieses Verhalten, das auf eine feste Zuordnung zwischen Energie E_{it} und Einfangquerschnitt $\sigma_n(E_{it})$ hinweist, wird nicht erwartet, wenn in der CC-DLTS Messung Haftstellen umgeladen werden, die eine Tiefenverteilung im Oxid haben. Die Existenz von Haftstellen im Isolator nahe an der SiO_2 -Si Grenzfläche ist nicht ausgeschlossen, da XPS-Messungen /47/ auf eine grenzflächennahe Schicht ($\approx 40\text{\AA}$) hinweisen, in der gestörte Bindungsverhältnisse vorliegen.

Zusammenfassend ergibt sich, daß die Messungen des Einfangquerschnitts die mikroskopischen Modelle stützen, die als Ursache für die Grenzflächenzustände Haftstellen ansehen, die in einem grenzflächennahen Bereich ($\approx 10\text{\AA}$) des Oxids lokalisiert sind.

5.3.2 Grenzflächenzustände nach einer Temperung

Das Temperverhalten von Grenzflächenzuständen in MOS-Strukturen ist Gegenstand einer Vielzahl von Untersuchungen (s.z.B. Ref. /1, 6, 9/). In der vorliegenden Arbeit wurden Proben untersucht, die bei genauer Betrachtung mindestens zweifach getempert wurden. Der erste Tempersschritt erfolgte jeweils unmittelbar nach der Oxidation in Ar-Atmosphäre und der zweite nach der Metallisierung bei 450°C in N₂. Dazwischen wurden bei verschiedenen Proben zusätzliche Tempersschritte in N₂ oder Ar durchgeführt. Im folgenden sollen die Auswirkungen der einzelnen Tempersschritte auf die Grenzflächenzustände eingehender betrachtet werden.

5.3.2.1 Temperung nach der Metallisierung und Temperung im Anschluß an die Oxidation

PMA (post metallization anneal/450°C, 30 min, N₂)

Dieser Tempersschritt ist nötig um den durch die Röntgenstrahlen beim Aufdampfprozess entstandenen Strahlenschaden (Oxidladungen und Grenzflächenzustände /48/) auszuheilen. Dabei stellt sich die Frage, in welchem Maße die Grenzflächenzustandsdichte durch die PMA-Behandlung selbst bestimmt wird; bzw. ob Grenzflächenzustände, die bei einer vorausgegangen Temperung generiert werden, während des PMA ausheilen.

Die CC-DLTS Spektren in Abb. 5.17 sind unterschiedlich, wenn vor dem PMA-Prozeß ein oder zwei Tempersschritte bei verschiedenen Temperaturen durchgeführt werden. Nach dem PMA bleiben in den Spektren Unterschiede sichtbar, selbst für die zweifach getemperten Proben, die

beide unmittelbar vor der Metallisierung bei 920°C getempert wurden. Der PMA-Prozeß überdeckt die Änderungen der Zustandsdichte nicht vollständig, die durch vorausgegangene Temperungen hervorgerufen werden. Im Gegensatz zur 920°C-Temperung genügt das PMA offensichtlich nicht, um die Zustände auszuheilen, die bei der 700°C-Temperung generiert wurden.

Wichtige Parameter beim PMA-Prozeß sind der Wasserstoffanteil in der Temperatmosphäre und die in der SiO_2 -Schicht absorbierte Feuchtigkeit /49, 50/. Wenn die Erniedrigung der Zustandsdichte beim PMA-Prozeß mit der Wirkung einer Temperung in Wasserstoffatmosphäre zu vergleichen ist, dann wird eine gleichmäßige Abnahme der Zustandsdichte in der Bandlücke erwartet, wie sie in Ref. /2/ dargestellt ist. Die CC-DLTS Spektren an den MOS-Proben geben möglicherweise eine durch den PMA-Prozeß reduzierte Zustandsdichte wieder. Die Verteilung der Zustände, d.h. die Form der CC-DLTS Spektren, sollte jedoch durch die Temperung vor der Metallisierung bestimmt werden.

Nachtemperung bei der Oxidation (15min, Ar)

Die CC-DLTS Spektren in Abb. 5.2 zeigen den bekannten Trend, daß mit steigender Oxidationstemperatur die Grenzflächenzustandsdichte abnimmt /9, 51/. Nicht beobachtet wurde bisher, daß nach einer Hochtemperaturoxidation ($T_{\text{ox}}=1120^\circ\text{C}$) die Zustandsdichte an der LB-Kante niedriger ist als in der Mitte der Bandlücke. Als typische Zustandsdichteverteilung in ungetemperten MOS-Strukturen wird nach Razouk et al. /9/ eine U-förmige Verteilung mit einem Anstieg zu den Bandkanten erwartet.

Die Ursache für diese Diskrepanz ist möglicherweise in der Argontemperatur zu sehen. Da aus meßtechnischen Gründen eine für alle Proben vergleichbare Oxiddicke gewählt wurde ergibt sich, daß mit steigender Temperatur das Verhältnis von Oxidationszeit und Temperzeit nach der Oxidation (s.Tabelle 5.1) abnimmt. Es ist deshalb zu erwarten, daß bei der Hochtemperaturoxidation $T_{ox}=1120^{\circ}C$, die Ar-Temperatur die Zustandsdichteverteilung wesentlich bestimmt. Diese Vermutung wird durch die CC-DLTS-Spektren in Abb. 5.17 a) bestätigt. Nach Oxidation bei $920^{\circ}C$ und Nachtemperung in Ar, wird ein Anstieg der Zustandsdichte zur LB-Kante hin beobachtet. Wird diese Probe zusätzlich bei $1150^{\circ}C$ in Ar getempert, dann ergibt sich eine Zustandsdichteverteilung, die zur LB-Kante hin abnimmt. Die Ar-Temperatur bei $1150^{\circ}C$ bewirkt eine Erhöhung der Zustandsdichte in der Bandmitte und eine Abnahme im Bereich der LB-Kante. Für Zustände in der Mitte der Bandlücke wird ein Anstieg der Zustandsdichte nach Ar-Temperatur ebenfalls von Razouk et al./9/ gemessen.

Restverunreinigungen in den Gasen

Ein Problem, das den Vergleich der Meßergebnisse mit Resultaten aus der Literatur erschwert, ergibt sich aus den Restverunreinigungen in der Oxidations- und Temperatmosphäre. Eigene Untersuchungen zu quantitativen Bestimmung der Restverunreinigungen wurden nicht durchgeführt. Es ist jedoch bekannt, daß schon eine geringe H_2O -Beimischung ($\approx 25ppm$) zur Oxidationsatmosphäre die Oxidationsraten deutlich erhöhen /52/ und daß selbst bei Oxidation in "trockener" Atmosphäre an der SiO_2 -Si Grenzfläche Si-H Bindungen nachgewiesen werden /53/. Es kann deshalb

nicht vollständig ausgeschlossen werden, daß durch eine geringe H_2O -Verunreinigung der verwendeten Gase, bei einer Temperung Grenzflächenzustände abgesättigt werden.

5.3.2.2 Temperung in N_2 -Atmosphäre bei unterschiedlichen Temperaturen

Aus den CC-DLTS Spektren für die MOS-Proben, die nach der Oxidation in N_2 -Atmosphäre getempert wurden, (Abb.5.7-5.12) ergibt sich für das Temperverhalten der Grenzflächenzustände:

- Die Zustandsdichte steigt an bei Temperung mit Temperaturen $T_A < 900^\circ C$
- Nach Temperung bei $T_A < 700^\circ C$ wird im Bereich der LB-Kante eine niedrigere Zustandsdichte gemessen als in der Mitte der Bandlücke.
- Nach Hochtemperatur-Temperung $T_A > 1000^\circ C$ wird im Bereich der LB-Kante eine höhere Zustandsdichte gemessen als in der Mitte der Bandlücke.

Wie in Abschnitt 5.3.2.1 ausgeführt wurde, kann angenommen werden, daß die CC-DLTS Spektren den Tempereffekt der N_2 -Temperung unverfälscht wiedergeben. Die Messungen zeigen eindeutig, daß sich Grenzflächenzustände im Bereich der LB-Kante und Zustände in der Mitte der Bandlücke in ihrem Temperverhalten unterscheiden.

Ein Parameter, der für die Interpretation der Tempereffekte eine Rolle spielt, betrifft die Dauer der Temperung. Aus der Literatur ist jedoch bekannt, daß für Temperzeiten $t > 20$ min nahezu stationäre Bedingungen angenommen werden können /9, 54/. Die beobachteten Tempereffekte sollten sich nicht ändern, wenn die Temperung für längere Zeiten als 30 min. durchgeführt wird.

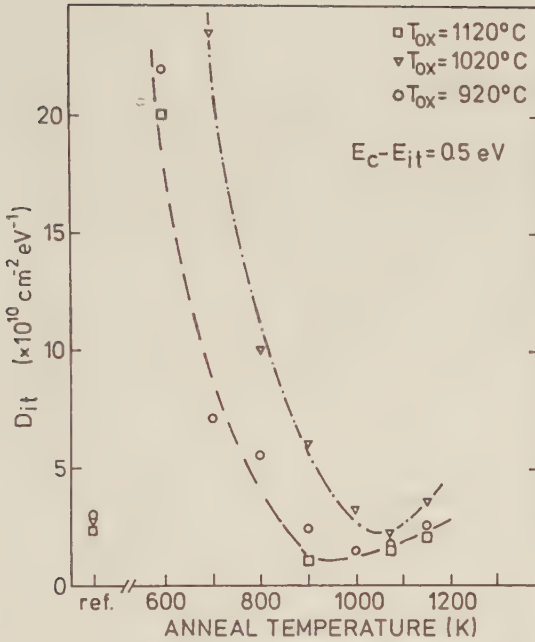


Abb.5.18 Grenzflächenzustandsdichte in Abhängigkeit von der Temperatur der Temperung. Die Zustandsdichten wurden mit der quasi-statischen CV-Methode bestimmt.

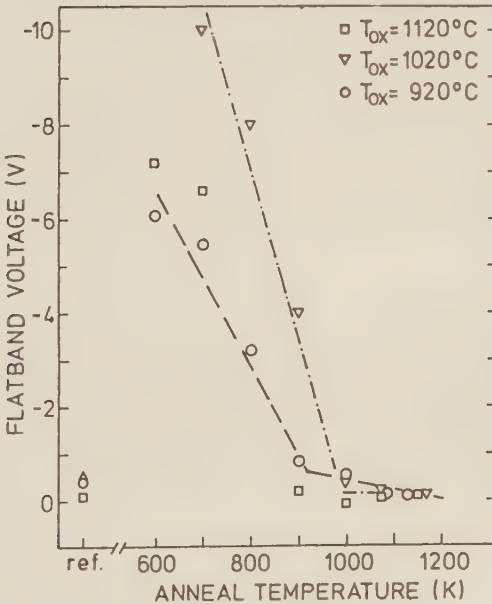


Abb.5.19 Abhängigkeit der Flachbandspannung von der Temperatur der Temperbehandlung (30 min., N_2).

Vergleich der Ergebnisse der CC-DLTS und der quasistatischen CV Messung

Die Ergebnisse der quasistatischen Messung (Grenzflächenzustandsdichte und Flachbandspannung) sind in Abb. 5.18 und Abb. 5.19 zusammengestellt. In Übereinstimmung mit den CC-DLTS-Ergebnissen für eine Energielage $E_c - E_T = 0.4 \text{ eV}$ wird nach Temperung bei Temperaturen $T_A < 900^\circ\text{C}$ ein Anstieg der Zustandsdichte gemessen. Parallel zur Zunahme der Zustandsdichte steigt die Oxidladung an ($\Delta Q_{\text{ox}} \approx -C_{\text{ox}} \cdot V_{\text{FB}}$). Dieser Trend ist in Übereinstimmung mit bekannten Ergebnissen /51,55/.

Die niedrigsten Werte für die Oxidladung ($V_{\text{FB}} > -0.6 \text{ V}$) werden für MOS-Strukturen gemessen, die nicht getempert wurden oder die bei hohen Temperaturen $T_A > 1000^\circ\text{C}$ getempert wurden. Es kann deshalb ausgeschlossen werden, daß Verunreinigungen (z.B. Na), die gewöhnlich die Oxidladung erhöhen, während der Temperung mit $T_A > 1000^\circ\text{C}$ unbeabsichtigt in die MOS-Strukturen eindiffundiert wurden. Da durch hohe Temperaturen die Eindiffusion sicher begünstigt wird, kann angenommen werden, daß Verunreinigungen als Ursache für den Anstieg der Oxidladungen bei tiefen Temperaturen $T_A < 900^\circ\text{C}$ ausscheiden. Aufgrund des gleichartigen Temperverhaltens von Oxidladungen und Grenzflächenzuständen, wird gefolgert, daß die Temperatureffekte, die für Grenzflächenzustände beobachtet wurden, intrinsische Ursachen haben und nicht von Verunreinigungen bestimmt werden.

Interessant ist in diesem Zusammenhang, daß auch bei Erniedrigung der Oxidationstemperatur ein Anwachsen der Oxidladung beobachtet wird /1, 56/. Dabei ergibt sich eine sprunghafte Änderung in der Generationsrate $\Delta Q_{\text{ox}} / \Delta T$ bei einer Temperatur $T_{\text{ox}} \approx 950^\circ\text{C}$ /56/, für die

in Abb. 5.18 die niedrigsten Grenzflächenzustandsdichten gemessen werden. Die Temperatur von 950°C stimmt mit der Grenze überein unterhalb der ($T_{ox} < 950^{\circ}\text{C}$) bei feuchter Oxidation an der SiO_2 -Si Grenzfläche Druckspannungen auftreten /57/. Im Temperaturbereich $T_{ox} = 975^{\circ} - 1000^{\circ}\text{C}$ wächst das Oxid bei feuchter Oxidation spannungsfrei auf.

Im Augenblick kann nur spekuliert werden, ob die Erhöhung der Grenzflächenzustandsdichte und der Oxidladung durch eine Temperung bei tiefen Temperaturen direkt mit dem Aufbau von mechanischen Spannungen an der SiO_2 -Si Grenzfläche korreliert ist. Es bleibt festzustellen, daß die beobachteten Tempereffekte, die durch Generation von intrinsischen Defekten erklärt werden, dieser Annahme nicht widersprechen.

Weitergehende Aussagen bezüglich eines Modells für Grenzflächenzustände, das die beobachteten Tempereffekte erklärt, können mit den vorliegenden Ergebnissen nicht gemacht werden. In der Literatur (z.B. /6, 38, 55/) wird das Temperverhalten der Grenzflächenzustände häufig mit der Absättigung von freien Valenzen an die SiO_2 -Si Grenzfläche erklärt, die durch Ein- bzw. Ausdiffusion von Wasserstoff geändert wird.

5.3.3 Generation von Volumenzuständen bei der Oxidation und Temperung

In DLTS-Spektren an MOS-Strukturen wurden Maxima beobachtet, die diskreten Zuständen mit Aktivierungsenergien von $E_C - E_T \approx 0.5 \text{ eV}$ entsprechen /10, 36, 58/. Nach Elektronenbestrahlung von MOS-Strukturen wurde eine Haftstelle mit einer Energie $E_C - E_T = 0.42 \text{ eV}$ gefunden, für die möglicherweise ein intrinsischer Grenzflächendefekt (valence

alternation pair O_3^+ und O_2^-) verantwortlich ist /59/. Ein anderer intrinsischer Defekt, ein Komplex aus zwei interstitiellen Si-Atomen, wird in /10,23/ als Ursache für einen Volumenzustand ($E_C - E_T = 0.46 \text{ eV}$) in MOS-Strukturen angesehen. Ein Maximum im DLTS-Spektrum, für das sich eine Energie $E_C - E_T = 0.52 \text{ eV}$ ergibt, wird in Ref. /60/ ebenfalls einem oxidationsinduzierten Defekt zugeordnet.

Aufgrund der angeführten Ergebnisse ist es nicht unwahrscheinlich, daß im SiO_2 -Si Grenzflächenbereich von MOS-Strukturen durch eine Temperbehandlung Haftstellen erzeugt werden.

Die Aktivierungsenergien der Haftstellen, die in Abb.5.15 zusammengestellt sind, stimmen innerhalb der Fehlergrenzen miteinander überein. An den MOS-Proben kann kein Prozessschritt identifiziert werden, der für das Auftreten einer bestimmten Haftstelle charakteristisch ist.

Die Konzentration der tiefen Haftstellen (Abb. 5.16) steigt mit abnehmender Temperatur bei der Temperung an. Mit den gleichen Argumenten, die in Kap. 5.3.2.2 bei der Diskussion der Änderung der Flachbandspannung angeführt wurden, wird gefolgert, daß die Volumenzustände in diesen MOS-Strukturen intrinsischer Natur sind und nicht durch Verunreinigungen hervorgerufen werden.

Diese Annahme wird durch die CC-DLTS Messungen an den Schottky-Dioden gestützt. Unabhängig von der Temperbehandlung wurden im Si-Substrat der MOS-Strukturen keine Haftstellen mit Konzentrationen $N_T > 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ nachgewiesen. Verunreinigungen, die unmittelbar an der SiO_2 -Si Grenzfläche

Haftstellen in hoher Konzentration verursachen, sollten auch im Substrat nachweisbar sein.

Eine andere Interpretation der Ergebnisse von Abb. 5.16, würde für die eindiffundierten Fremdatome eine starke Segregation an der SiO_2 -Si Grenzfläche voraussetzen. Es ist bekannt, daß eine Reihe von Schwermetallen, entweder als isolierte Atome oder als Bestandteile von Komplexen, zu tiefen Störstellen in Silicium führen /61/. Als Ursache für die Haftstellen in den MOS-Strukturen, sind Schwermetalle jedoch unwahrscheinlich, da für sie keine vollständige Segregation an der SiO_2 -Si Grenzfläche erwartet wird.

Die gleichen Temper-Behandlungen, die zu einer Generation von Volumenzuständen führen, bewirken einen Anstieg in der Grenzflächenzustandsdichte (Abb. 5.18) und der Oxidladung (Abb. 5.19). Die starke Korrelation zwischen den beobachteten Tempereffekten läßt die Annahme zu, daß die Generation von Volumen- und Grenzflächenzuständen auf der gleichen Ursache beruht. Ein möglicher Defekt, der an der SiO_2 -Si Grenzfläche in hoher Konzentration auftreten kann und der eine tiefe Haftstelle verursacht /5/, ist das Si-dangling bond. Die Erzeugung dieses Defekts könnte bei einer Temperung parallel zu einer Erhöhung der Grenzflächenzustandsdichte ablaufen.

Ein anderer intrinsischer Defekt, von dem angenommen wurde, daß er an tiefen Volumenzuständen in MOS-Strukturen beteiligt ist /10, 23/, ist das interstitielle Silicium. Die Übersättigung des SiO_2 -Si Grenzflächenbereichs mit Si_i sollte mit steigender Oxidationstemperatur zunehmen. In Abb. 5.16 wird jedoch keine Abhängigkeit der Konzentrationen von der Oxidationstemperatur beobachtet. Interstitielle Siliciumatome können deshalb nicht als Ursache für die Volumenzustände in den MOS-Strukturen angesehen werden.

5.4 Zusammenfassung

In dem vorliegenden Abschnitt wurde die CC-DLTS Methode für die Untersuchung von Grenzflächenzuständen und Volumenzuständen in MOS-Strukturen verwendet. Die MOS-Strukturen wurden bei drei unterschiedlichen Temperaturen oxidiert und teilweise bei Temperaturen von 600°-1150°C nachgetempert. Die CC-DLTS Messungen erlauben eine Unterscheidung zwischen Grenzflächenzuständen und Haftstellen im Volumen des Halbleiters, so daß das Temperverhalten für beide Arten von Haftstellen getrennt untersucht werden konnte.

Die CC-DLTS Spektren der ungetemperten Proben zeigen, unabhängig von der verwendeten Oxidationstechnologie, keine U-förmige energetische Verteilung der Grenzflächenzustände, mit einem Anstieg der Zustandsdichten zu beiden Bandkanten hin. Dieses Ergebnis widerspricht den Voraussagen der Modelle für Grenzflächenzustände und veröffentlichten Resultaten, die mit der quasistatischen CV-Methode gemessen wurden.

Die Messungen des Einfangquerschnitts für Elektroneneinfang in Grenzflächenzuständen ergeben, daß die Werte für σ_n von $\sigma = 10^{-15} \text{ cm}^2$ in der Mitte der Bandlücke auf einen Wert $\sigma_n \approx 10^{-19} \text{ cm}^2$ an der Leitungsbandkante abnehmen. Diese Energieabhängigkeit des Einfangquerschnitts ist unabhängig von der Oxidationstechnologie.

Bei der Untersuchung des Temperverhaltens der Grenzflächenzustände konnte gezeigt werden, daß durch eine Temperung bei tiefen Temperaturen $T_A < 900^\circ\text{C}$ die Zustandsdichte

mit abnehmender Temperatur zunimmt. Dieser Anstieg der Zustandsdichte ist für Zustände in der Mitte der Bandlücke stärker ausgeprägt als für Zustände im Bereich der Leitungsbandkante. Nach 600°C-Temperung wurde eine Abnahme der Zustandsdichte zur Leitungsbandkante hin beobachtet.

Nach der Oxidation und der Temperung werden in den MOS-Strukturen Haftstellen mit einer diskreten Energie $E_c - E_T \approx 0.5\text{eV}$ gefunden. Es konnte jedoch keine Haftstelle identifiziert werden, die für einen speziellen Prozeßschritt bei der Oxidation oder Temperung charakteristisch ist. Es wurde gezeigt, daß diese Haftstellen nur in unmittelbarer Nähe der SiO_2 -Si Grenzfläche ($< 0.01\mu\text{m}$) auftreten, und daß bei einer Temperung im Temperaturbereich $T_A = 600^\circ\text{C} - 900^\circ\text{C}$ die Haftstellenkonzentration parallel zur Grenzflächenzustandsdichte ansteigt.

Als Ursache für die beobachteten Tempereffekte wurden intrinsische Eigenschaften der SiO_2 -Si Grenzfläche diskutiert. Aufgrund experimenteller Ergebnisse konnte weitgehend ausgeschlossen werden, daß die Tempereffekte durch ungewollte Verunreinigungen bedingt sind.

6. Haftstellen in MNOS-Strukturen

In MNOS-Strukturen können die Materialeigenschaften der Nitridschicht durch eine geeignete Wahl der technologischen Parameter des Abscheideprozesses (CVD = chemical vapor deposition) eingestellt werden /62/. Damit an MNOS-Strukturen mit dünnen Oxidschichten CC-DLTS Haftstellenspektren aufgenommen werden können, wird eine Nitridschicht mit guten Sperreigenschaften benötigt. Derartige Schichten, die auch als Gatedielektrika von Speicherbauelementen (MNOS-FET's) Verwendung finden, werden gewöhnlich in CVD-Prozessen bei Temperaturen $T > 700^{\circ}\text{C}$ hergestellt /62/.

Beim Einsatz von Siliciumnitrid (Si_3N_4) als eine Schicht des Gateisolators von MNOS-FET's wird ausgenutzt, daß Ladungen in Haftstellen des Nitrids gespeichert werden können /63, 64, 65/. Für dünne Oxidschichten ($d_{\text{ox}} < 50\text{\AA}$) können die Haftstellen im Nitrid in einem Tunnelprozeß umgeladen werden, der durch die Spannung am Metallgate gesteuert werden kann. Bei Messungen mit der CC-DLTS Methode und der quasistatischen Methode wird eine Ladungsänderung in den Haftstellen beobachtet, unabhängig davon, ob die Haftstellen im Substrat, im Isolator oder an der Isolator-Halbleiter Grenzfläche lokalisiert sind. Mit CC-DLTS Messungen können Umladungsvorgänge gemessen werden, die mit kurzen Zeitkonstanten ($\tau \approx 1\text{-}10\text{ms}$) erfolgen, während zur quasistatischen CV Messung auch langsame Umladungsvorgänge ($\tau \approx 1/\text{sec}$) beitragen. Die Zeitkonstante für die Umladung von Haftstellen im Isolator, die durch die Breite der Tunnelbarriere bestimmt ist, sollte größer sein als die Zeitkonstante für die Umladung von Grenzflächenzuständen. Der Vergleich von CC-DLTS Spektren mit den Ergebnissen der quasistatischen Messung ermöglicht deshalb eine Unterscheidung zwischen der Umladung von Grenzflächenzuständen und von Haftstellen im Isolator.

Die Charakterisierung der Haftstellen in MNOS-Strukturen ist für die Bauelementherstellung aus zwei Gründen wichtig:

- In MNOS-Speicherbauelementen kann der Ladungsaustausch zwischen Haftstellen im Nitrid und dem Halbleiter-substrat über Grenzflächenzustände an der SiO_2 -Si Grenzfläche erfolgen /66,67/. Dies erklärt, daß in MNOS-Speichern nach häufigen Schreib/Lese-Zyklen, parallel zu einem Anstieg der Grenzflächenzustandsdichte, eine Reduzierung der Zeit beobachtet wird, in der Ladungen permanent gespeichert werden können /63/.
- Mit der VLSI-Technologie werden MOS-Strukturen mit dünnen Oxidschichten hergestellt. Für diese dünnen Schichten können Grenzflächenzustände mit elektrischen Meßmethoden charakterisiert werden, wenn der Oxidfilm Teil des Gateisolators einer MNOS-Struktur ist.

Im folgenden werden Haftstellenspektren vorgestellt, die an MNOS-Strukturen mit Oxid- und Nitridschichten unterschiedlicher Dicke aufgenommen wurden. Die Realisierung von MNOS-Strukturen in integrierten Schaltkreisen erfordert häufig, daß nach der Nitridabscheidung weitere Prozesse in oxidierender Atmosphäre erfolgen. Zur Simulation dieser Prozesse wurde ein Teil der MNOS-Strukturen in Sauerstoffatmosphäre getempert, bzw. es wurden in geringer Dosis Sauerstoffionen in MNOS-Strukturen implantiert.

Proben-Nr.		Oxiddicke [Å]	Nitridicke [Å]
ohne Temperung	Temperung 900°C, O ₂ , 15min		
1 *)	2 *)	8	1000
3	4	25	1000
5	6	30	1000
7	8	40	1000
9	10	60	1000
11	12	500	1000
13	14	30	100
15	16	30	200
17	18	30	500
19	20	30	1000

*) natürliches Oxid

Tabelle 6.1: MNOS-Strukturen der ersten Probenserie

-d_{ox} ≤ 60 Å Oxidation bei 900°C in N₂/O₂ Misch-
atmosphäre

d_{ox} = 500 Å trockene Oxidation bei 900°C

-Nitridabscheidung mit CVD bei 900°C

Proben-Nr.	Implantation D=5×10 ¹² cm ⁻²	Temperung 900°C/30min.
21	-	-
22	-	O ₂
23	-	N ₂
24	O ⁺ /70keV	N ₂
25	H ⁺ /10keV	N ₂

Tabelle 6.2: MNOS-Strukturen der zweiten Probenserie

-trockene Oxidation bei 900°C (d_{ox} ≈ 20 Å)

-Nitridabscheidung: CVD 900°C (d_N = 1000Å)

6.1 Experimentelle Details

6.1.1 Präparation der MNOS-Strukturen

Das Substrat der MNOS-Strukturen war $1-2\ \Omega\text{cm}$, (100)-orientiertes n-Typ Silicium. Die Prozeßschritte der Oxidation, Nitridabscheidung und Temperung erfolgten bei einer einheitlichen Temperatur von 900°C . Den Gatekontakt und den Rückseitenkontakt der MNOS-Strukturen bilden aufgedampfte Al-Schichten (s.Kap. 5.1). Nach der Metallisierung wurden alle Proben bei 500°C für 15 min. in N_2 getempert.

In der ersten Probenserie (Herkunft: Institut für Halbleitertechnologie der RWTH Aachen) sind MNOS-Strukturen zusammengefaßt, die Oxidschichten und Nitridschichten unterschiedlicher Dicke haben (Tabelle 1). Die Oxiddicke d_{ox} wurde im Bereich von $8 - 500\ \text{\AA}$ variiert und die Nitriddicke d_{N} im Bereich von $100-1000\text{\AA}$. Für Proben mit $d_{\text{ox}}=8\text{\AA}$ wurde das natürliche Oxid des Siliciumsubstrats verwendet. Die Sauerstofftemperung der MNOS-Strukturen erfolgte bei 900°C für 15 min.

Die Oxidschichten für die MNOS-Strukturen der zweiten Probenserie (Tabelle 6.2) sind ca. $20\text{\AA}$ dick und wurden bei 900°C in trockener O_2 -Atmosphäre oxidiert. (Die Nitridabscheidung für diese Proben wurde am Institut für Werkstoffwissenschaften VI durchgeführt). In jeweils eine Probe (Nr. 24 und 25) wurden Sauerstoff- oder Wasserstoffionen implantiert, mit einer Dosis von $5 \times 10^{12}\text{cm}^{-2}$. Die Implantationsenergien von 70keV bzw. 30keV wurden so gewählt, daß das Implantationsmaximum im Bereich

der Nitrid-Oxid Grenzfläche liegt. Zum Ausheilen des Strahlenschadens wurden die implantierten Proben bei 900°C für 30 min in N₂-Atmosphäre getempert. Zusätzlich wurde jeweils eine nicht implantierte MNOS-Struktur (Nr. 22 und 23) in O₂- oder N₂-Atmosphäre getempert.

6.1.2 Durchführung der CC-DLTS- und CV-Messungen

Die CC-DLTS Spektren für MNOS Strukturen wurden im Temperaturbereich von 50-320K aufgenommen, mit Beobachtungszeitkonstanten $\tau_B = 7.2-144\text{ms}$. Das Oberflächenpotential bei der CC-DLTS Messung (s.Kap. 5.1.2) wurde so eingestellt, daß für Energien $E_c - E_{it} < 0.4 \text{ eV}$ alle Grenzflächenzustände gemessen werden. Die Besetzungsimpulse $V_p = 6-8\text{V}$ mit einer Dauer $t_p = 500-700\mu\text{s}$ wurden so eingestellt, daß alle Grenzflächenzustände in der oberen Hälfte der Bandlücke mit Elektronen besetzt wurden. Bei der Einstellung der Besetzungsimpulse wurde darauf geachtet, daß am Gate der MNOS-Struktur keine Spannungen auftreten, die die Spannungen bei der CV-Messung übersteigen. Dadurch wird verhindert, daß zur CC-DLTS Messung Haftstellen beitragen können, die in der CV-Messung nicht umgeladen werden.

Die CC-DLTS Messungen wurden entsprechen (3.16) ausgewertet, wobei angenommen wird, daß die gemessenen Haftstellen an der SiO₂-Si Grenzfläche lokalisiert sind. Für den Vergleich der Zustandsdichteverteilungen, die sich aus den CV-Messungen und CC-DLTS Messungen ergeben, wird die Temperaturposition in den CC-DLTS Spektren mittels (3.6)

in eine Energie umgerechnet. Dafür wurde, wie in Abschnitt 5.2, ein mittlerer Einfangquerschnitt von $\sigma_n = 10^{-15} \text{ cm}^2$ verwendet.

Die CV-Messungen (Hochfrequenz- und Niederfrequenzmessung) wurden bei Raumtemperatur in konventioneller Weise (s. Kap.4) durchgeführt. Eine Änderung der Flachbandspannung während der Aufnahme der CV-Kurven (durch Injektion von Ladungsträgern in den Isolator) wurde nicht berücksichtigt. Um die Wahrscheinlichkeit für Injektion gering zu halten wurden die Spannungsschranken bei den CV-Messungen möglichst niedrig gewählt.

6.2 Haftstellenverteilung in MNOS-Strukturen

6.2.1 MNOS-Strukturen mit Oxid- und Nitridschichten unterschiedlicher Dicke

In diesem Kapitel werden Meßergebnisse an der ersten Probenserie (Nr. 1-20) wiedergegeben, die zeigen wie sich die Haftstellenverteilung in MNOS-Strukturen verändert, wenn die Dicke der Oxid- oder der Nitridschicht variiert wird. Zusätzlich wurde mit diesen Proben der Einfluß untersucht, den eine Temperung in Sauerstoffatmosphäre auf die Haftstellendichte hat.

6.2.1.1 Typische Meßergebnisse

Anhand der vorgestellten Meßergebnisse sollen in diesem Abschnitt typische Merkmale der Haftstellenverteilungen in MNOS-Strukturen aufgezeigt werden.

Die Grenzflächenzustandsdichten, die sich mit CC-DLTS und der quasistatischen Methode ergeben, sind in Abb. 6.1 für eine ungetemperte und eine getemperte MNOS-Struktur

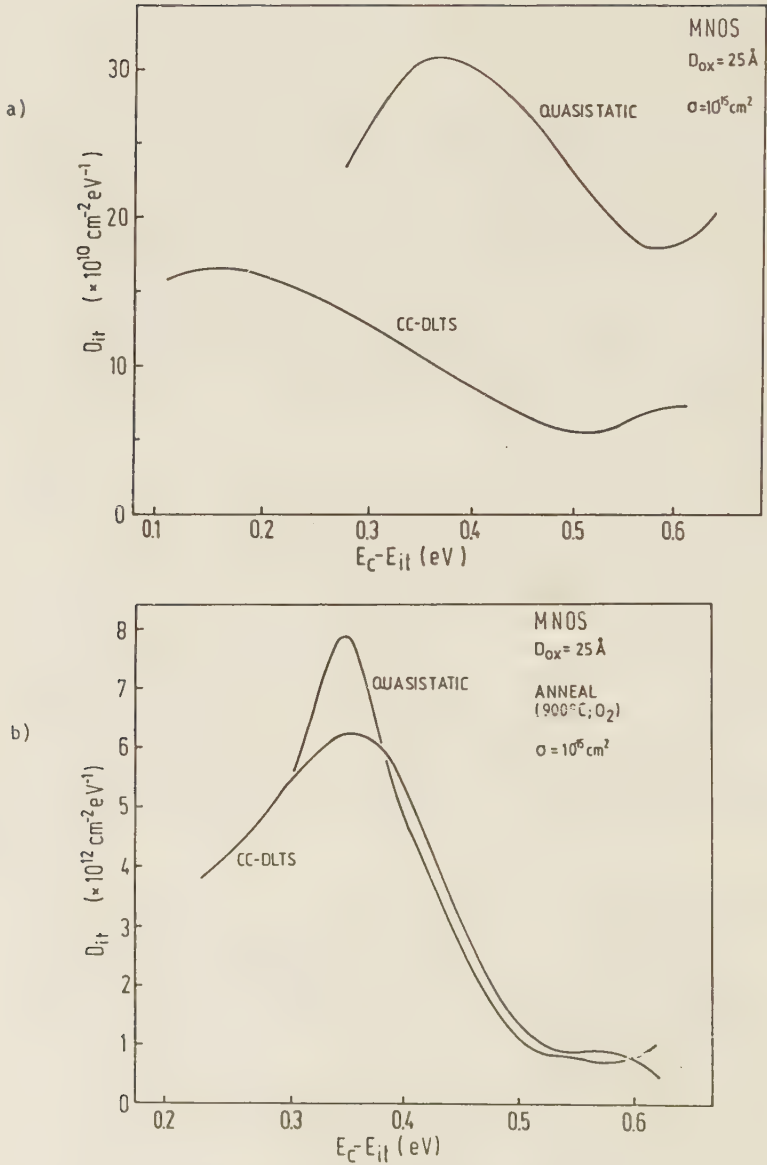


Abb.6.1 Vergleich der Grenzflächenzustandsdichten aus der CC-DLTS und der CV Messung. a) ungetemperte MNOS-Struktur (Nr.3)
 b) MNOS-Struktur mit O_2 -Temperung (Nr.4)

mit einer Oxidschicht von $d_{\text{ox}} = 25 \text{ \AA}$ gezeigt. An der ungetemperten Probe (Abb. 6.1a) wird mit quasistatischen Messungen eine höhere Zustandsdichte gemessen als mit CC-DLTS. Die O_2 -Temperung führt zu einem starken Anstieg in der Zustandsdichte (ca. Faktor 10). Die beiden Meßmethoden liefern in Abb. 6.1.b) vergleichbare Haftstellenverteilungen mit einem Zustandsdichte-Maximum $D_{\text{it}} \approx 6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ im Energiebereich $E_{\text{c}} - E_{\text{it}} \approx 0.35 \text{ eV}$. An der ungetemperten Probe wird mit der quasistatischen Messung das Maximum der Zustandsdichte ebenfalls bei $E_{\text{c}} - E_{\text{it}} \approx 0.35 \text{ eV}$ beobachtet, während sich für die Maximumposition im CC-DLTS Spektrum eine Energie $E_{\text{c}} - E_{\text{it}} \approx 0.2 \text{ eV}$ ergibt.

Einen ähnlichen Tempereffekt, wie in Abb. 6.1, zeigen auch die CC-DLTS Spektren in Abb. 6.2, für eine MNOS-Struktur mit $d_{\text{ox}} = 30 \text{ \AA}$. Durch die Temperung wird die Position des Maximum im CC-DLTS-Spektrum verschoben und die Zustandsdichte wird erhöht.

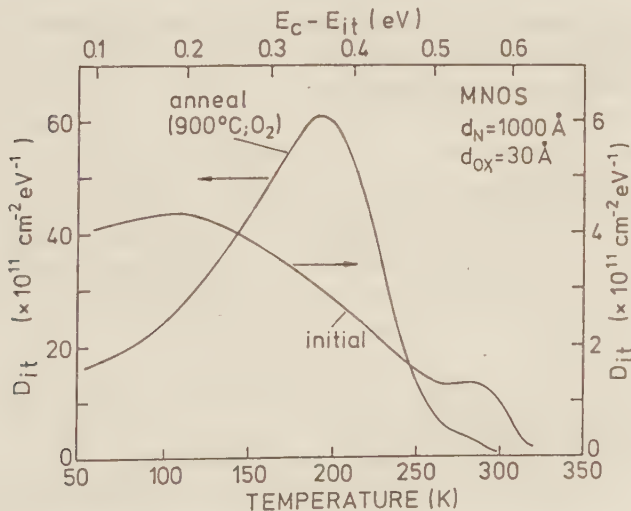


Abb.6.2 CC-DLTS-Spektren für MNOS-Strukturen mit und ohne Temperung in Sauerstoffatmosphäre.
($d_{\text{ox}} = 3 \text{ nm}$; MNOS-Proben Nr.19 u. Nr.20)

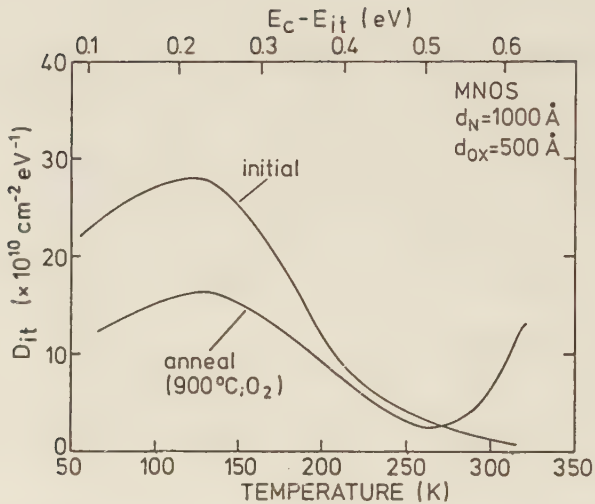


Abb.6.3 Grenzflächenzustandsdichte für MNOS-Strukturen ($d_{ox}=500 \text{ \AA}$)
vor und nach einer O_2 -Temperung.
(MNOS-Proben Nr.11 u. Nr.12)

Für eine MNOS-Struktur mit dickem Oxid $d_{ox}=500 \text{ \AA}$ wurde in Abb. 6.3 nach der O_2 -Temperung eine niedrigere Grenzflächenzustandsdichte gemessen, als in der ungetemperten MNOS-Struktur. Die Position des Maximums im CC-DLTS Spektrum ändert sich bei der Temperung nicht.

Die wesentlichen Trends, die in den Messungen an MNOS-Strukturen beobachtet wurden sind:

- Temperungen in Sauerstoffatmosphäre erhöht die Zustandsdichte in Proben mit dünnen Oxidschichten ($d_{ox} < 60 \text{ \AA}$)

- Die Zustandsdichten für die getemperten MNOS-Strukturen, die sich aus der CC-DLTS Messung und der quasistatischen Messung ergeben sind vergleichbar. Das Zustandsdichtemaximum ergibt sich bei einer Energielage $E_c - E_{it} \approx 0.35\text{eV}$.
- Für ungetemperte Proben mit $d_{ox} = 25 \text{ \AA}$ und $d_{ox} = 30 \text{ \AA}$ wird mit CC-DLTS das Zustandsdichtemaximum bei $E_c - E_{it} \approx 0.2\text{eV}$ gemessen (s. Abb. 6.1 und 6.2), während die quasistatischen Messungen ein Maximum bei $E_c - E_{it} \approx 0.35\text{eV}$ ergeben.

In den CC-DLTS Spektren für die MNOS-Proben wurden keine scharfen Strukturen aufgelöst. Es konnten keine Haftstellen im Volumen des Halbleitersubstrats mit Konzentrationen $N_T > 10^{15}\text{cm}^{-3}$ nachgewiesen werden.

6.2.1.2 Abhängigkeit der Zustandsdichte von den Schichtdicken

Die Meßergebnisse für die MNOS Proben mit variierteter Dicke der Oxid- und der Nitridschicht sind in Abb. 6.4 und Abb. 6.5 zusammengestellt. Verglichen werden, jeweils für eine ungetemperte und eine in O_2 getemperte MNOS-Struktur die Maximalwerte der Grenzflächenzustandsdichte aus der CC-DLTS- und der CV-Messung.

Variation der Oxiddicke

Für die getemperten MNOS-Proben aus Abb. 6.4, mit einer Nitridschicht von $1000 \text{ \AA}$, wird im Bereich $d_{ox} < 60 \text{ \AA}$ nur eine schwache Abhängigkeit der Zustandsdichte von der Oxiddicke beobachtet. Mit Ausnahme der Probe, die eine $25 \text{ \AA}$ dicke Oxidschicht hat, wird der Maximalwert

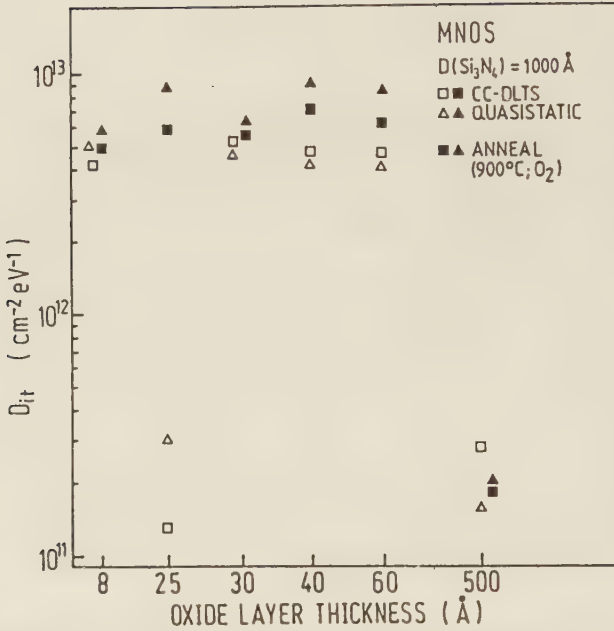


Abb.6.4 Grenzflächenzustandsdichte in Abhängigkeit von der Dicke der Oxidschicht. Aufgetragen sind die Maxima der Zustandsdichte aus der CC-DLTS- und der CV-Messung. (MNOS-Proben Nr.1 - Nr.12)

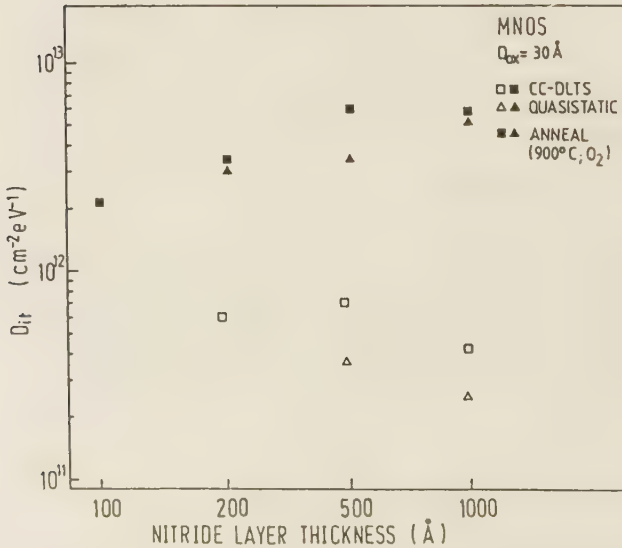


Abb.6.5 Grenzflächenzustandsdichte (Maximalwerte aus CC-DLTS und CV) in Abhängigkeit von der Dicke der Nitridschicht. ($d_{ox} = 3 \text{ nm}$; MNOS-Proben Nr.13 - Nr.20)

der Zustandsdichte durch eine O_2 -Temperung nicht wesentlich erhöht. Für die ungetemperten MNOS-Strukturen mit $d_{ox}=30-60\text{\AA}$ wird mit beiden Meßmethoden das Maximum der Zustandsdichte bei einer Energie $E_c-E_{it} \approx 0.35\text{ eV}$ gemessen. (Die Messungen in Abb. 6.2 wurden an einer anderen Probe aufgenommen) Unabhängig von der Temperung ergeben sich niedrige Werte für die Zustandsdichte in den MNOS-Strukturen mit einem dicken Oxid ($d_{ox} = 500\text{\AA}$).

Variation der Nitriddicke

Die Zustandsdichte für die ungetemperten Proben in Abb. 6.5 nimmt mit zunehmender Dicke der Nitridschicht ab. Durch eine O_2 -Temperung wird dieser Trend umgekehrt. Die Zustandsdichte steigt mit zunehmender Schichtdicke an. Die Maxima der Zustandsdichten ergeben sich für die ungetemperten Proben bei $E_c-E_{it} \approx 0.2\text{ eV}$ und für die getemperten Proben bei $E_c-E_{it} \approx 0.35\text{ eV}$ (s. Abb. 6.2).

Einige MNOS-Kondensatoren mit dünnen Nitridfilmen ($d_N=100-200\text{\AA}$) zeigten so schlechte Sperreigenschaften, daß die Haftstellenverteilung nicht oder nur mit einer Meßmethode bestimmt werden konnte.

6.2.2 Implantation von Sauerstoff und Wasserstoff in MNOS-Strukturen

Die CC-DLTS Spektren für MNOS-Strukturen der zweiten Serie (Nr. 21-25) sind in Abb. 6.6 verglichen. Im Gegensatz zu den Spektren aus Abb. 6.1 für eine Probe mit $25\text{\AA}$ Oxid, wird in Abb. 6.6 nach O_2 -Temperung nur eine geringfügig höhere Zustandsdichte gemessen als für die ungetemperte Probe. Erfolgt die Temperung in einer Stickstoff-

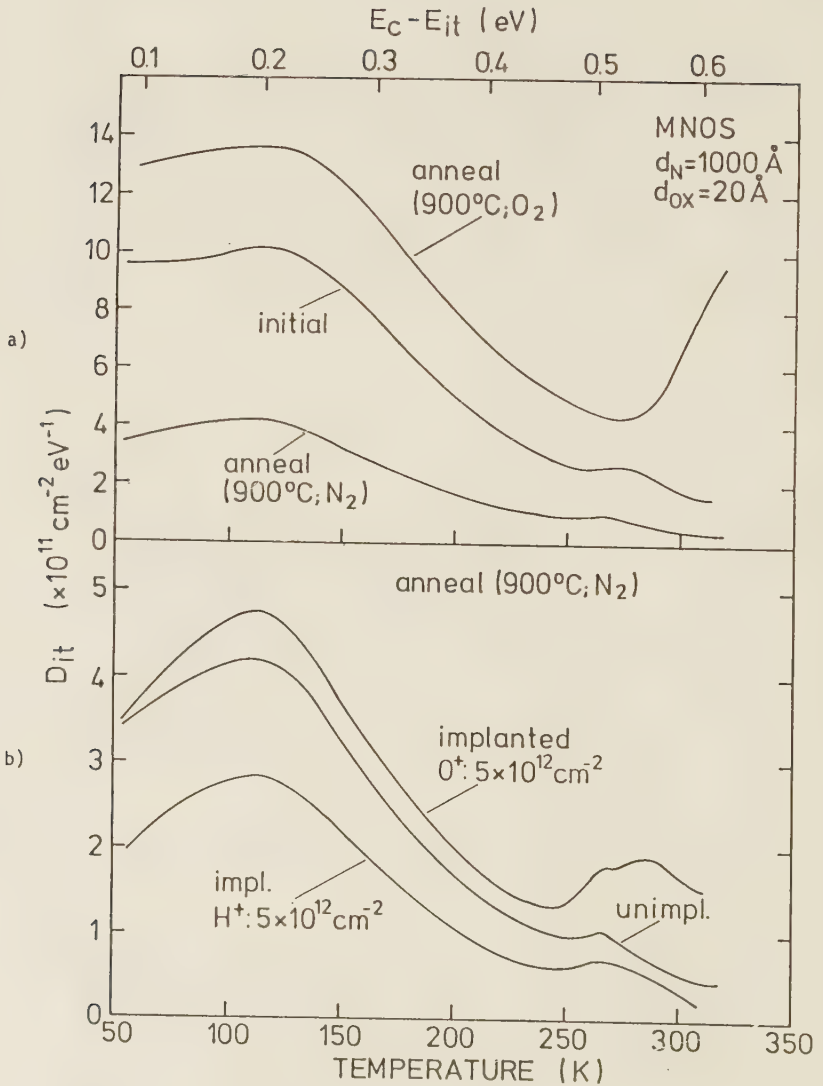


Abb.6.6 CC-DLTS-Spektren ($\tau_B = 14.4 \text{ ms}$) für MNOS-Strukturen mit einer Oxidschicht von 20 Å.

a) mit und ohne Temperung in N₂- bzw. O₂-Atmosphäre

b) nach Implantation von O⁺- und H⁺- Ionen

atmosphäre anstatt in O_2 , dann wird die Zustandsdichte erniedrigt.

Da der Strahlenschaden in den implantierten Proben mit einer N_2 -Temperung ausgeheilt wird, ist in Abb. 6.6 b) die MNOS-Struktur mit N_2 -Temperung als Referenzprobe gewählt. Die O^+ -Implantation führt zu einer Erhöhung der Zustandsdichte, während die H^+ -Implantation eine Reduzierung der Zustandsdichte bewirkt. Unabhängig von der Implantation und der Temperung wird in den CC-DLTS Spektren eine gleichartige Verteilung der Grenzflächenzustände gemessen, mit einem Maximum bei einer Energielage $E_c - E_{it} \approx 0.2$ eV.

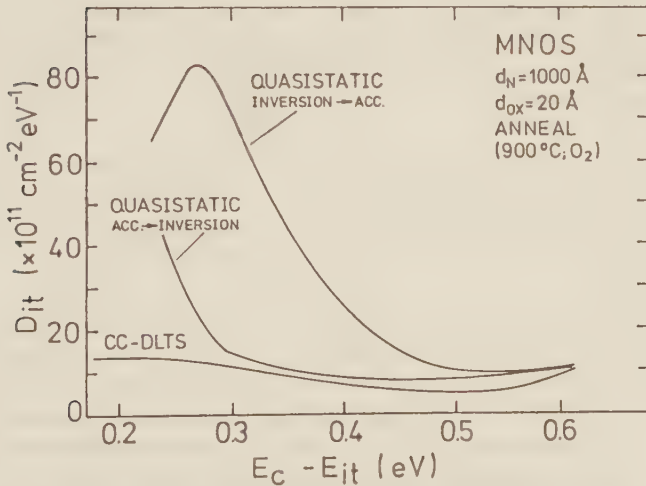


Abb.6.7 Vergleich der Grenzflächenzustandsdichten aus der CC-DLTS- und der CV-Messung für eine MNOS-Struktur mit O_2 -Temperung. (MNOS-Probe Nr. 22)

Die Zustandsdichteverteilung für die Proben aus Abb. 6.6, die sich mit der quasistatischen Messung ergibt, ist abhängig von Richtung der Spannungsänderung bei der Aufnahme der CV-Kurven. In Abb. 6.7 sind diese Unterschiede an der O_2 -getemperten Probe gezeigt, wenn die Spannung von Inversion in Richtung Akkumulation geändert wird, oder wenn die Spannungsänderung von Akkumulation nach Inversion erfolgt. Für den ersten Fall ist die Zustandsdichte der quasistatischen Messung im Maximum bei

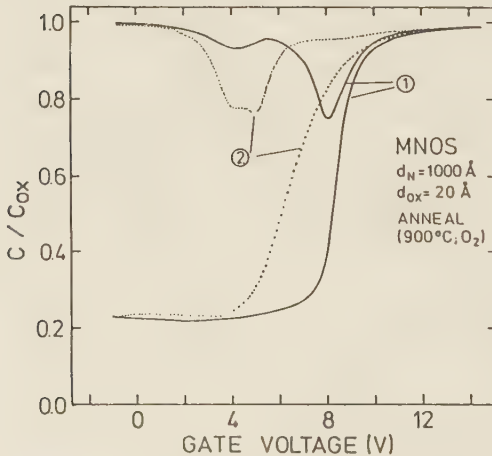


Abb.6.8 CV-Kurven (Hochfrequenz und Niederfrequenz) für eine MNOS-Struktur mit $d_{ox} = 20 \text{ \AA}$. Es wird ein Unterschied beobachtet, wenn die Richtung der Spannungsänderung umgedreht wird.

- 1) Spannungsänderung von Akkumulation ($V_g > V_{FB}$) nach Inversion ($V_g < V_{FB}$)
- 2) Spannungsänderung von Inversion nach Akkumulation

(MNOS-Probe Nr. 22)

$E_c - E_{it} \approx 0.3 \text{ eV}$ um einen Faktor 5 höher als die Zustandsdichte, die mit CC-DLTS gemessen wird. Ähnliche Unterschiede wurden in Abb. 6.1a) für die ungetemperten Proben festgestellt. Aus den CV-Messungen mit Spannungsänderung von Akkumulation nach Inversion ergibt sich im Energiebereich $0.3 \text{ eV} \leq E_v - E_{it} < 0.55 \text{ eV}$ eine Zustandsdichte, die der aus den CC-DLTS Messungen vergleichbar ist.

Die Diskrepanz in den Ergebnissen der quasistatischen Messung, in Abhängigkeit von der Spannungsänderung kann direkt in den CV-Kurven von Abb. 6.7 beobachtet werden. Für die verschiedenen Spannungsdurchläufe, werden die Minima in der LF-CV-Kurve bei unterschiedlichen Gate-Spannungen gemessen und die HF-CV Kurve zeigt eine Hysterese.

Für die ungetemperte Probe mit $d_{ox} = 20 \text{ \AA}$ (Nr. 21) sind in Abb. 6.9 HF-CV-Kurven aufgetragen, die belegen, daß sich die Hysterese ändert bei:

- Variation der Rate der Spannungsänderung
- Variation der Spannungsgrenzen in Inversion und in Akkumulation zwischen denen die CV-Kurven aufgenommen werden.

Die CV-Kurven, in Abb. 6.9 wurden nacheinander am gleichen MNOS-Kondensator aufgenommen. Für die (ausgezogenen) Kurven mit Spannungsänderung von Akkumulation nach Inversion wird keine Verschiebung auf der Spannungsachse beobachtet. Daraus folgt, daß bei der CV-Messung keine Änderung der permanenten Ladungen im Isolator erfolgt. Werden die CV-Kurven unter gleichen Bedingungen (Spannungsgrenzen, Rate) mehrmals gemessen, dann werden keine Unterschiede beobachtet.

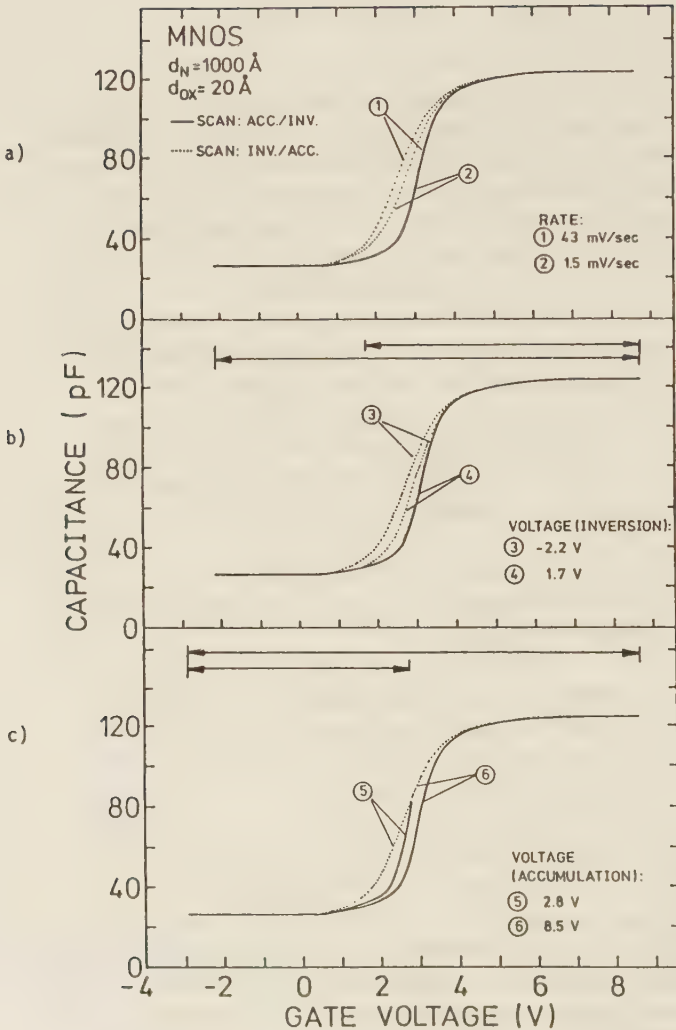


Abb.6.9 Hochfrequenzkapazität einer MNOS-Struktur ($d_{ox}=20 \text{ \AA}$) für unterschiedliche Richtungen der Spannungsänderung.
 — Spannungsänderung von Anreicherung nach Inversion
 Spannungsänderung von Inversion nach Anreicherung
 a) Variation der Rate der Spannungsänderung
 b) Variation der Spannungsschranke in Inversion (s. Pfeile)
 c) Variation der Spannungsschranke in Anreicherung (s. Pfeile)
 (MNOS-Probe Nr. 21)

6.3 Diskussion

6.3.1 Unterscheidung zwischen Grenzflächenzuständen und Haftstellen im Isolator

In MNOS-Strukturen können Grenzflächenzustände an der SiO_2 -Si Grenzfläche von Haftstellen im Isolator anhand der Umladungszeitkonstante unterschieden werden. Haftstellen im Isolator, die mit größeren Zeitkonstanten umgeladen werden als Grenzflächenzustände, sollten bei der quasistatischen Messung einen größeren Beitrag liefern als bei der CC-DLTS Messung. In Übereinstimmung mit dieser Vorstellung wird im Energiebereich $E_c - 0.25\text{eV} > E_{it} > E_c - 0.5\text{eV}$ in dem die Ergebnisse der beiden Messungen verglichen werden können, mit der quasistatischen Methode eine höhere (Abb. 6.1.a) und Abb. 6.7), oder allenfalls mit der CC-DLTS Messung vergleichbare Zustandsdichte gemessen (Abb. 6.1b).

Für die ungetemperte MNOS-Struktur mit einer Oxidschicht von 25 Å wird in der CV-Messung ein Maximum der Zustandsdichte bei $E_c - 0.35\text{eV}$ gemessen (Abb. 6.1), während das CC-DLTS Spektrum ein Zustandsdichtemaximum bei $E_c - 0.2\text{eV}$ aufweist. In Abb. 6.10 ist gezeigt, daß sich die Form der CC-DLTS Spektren nicht ändert, wenn die Beobachtungszeitkonstante von 7.2 ms auf 144ms vergrößert wird. Wie für Grenzflächenzustände an der SiO_2 -Si Grenzfläche erwartet, werden die Spektren mit zunehmender Zeitkonstante zu tiefen Temperaturen verschoben. Die Zustandsdichteverteilung in Abb. 6.10 ist vergleichbar mit den CC-DLTS Spektren für die MNOS-Strukturen mit der dicken Oxidschicht (Abb. 6.3). Der Vergleich von Abb. 6.10 und Abb. 6.3 legt den Schluß nahe, daß die CC-DLTS Messung an der

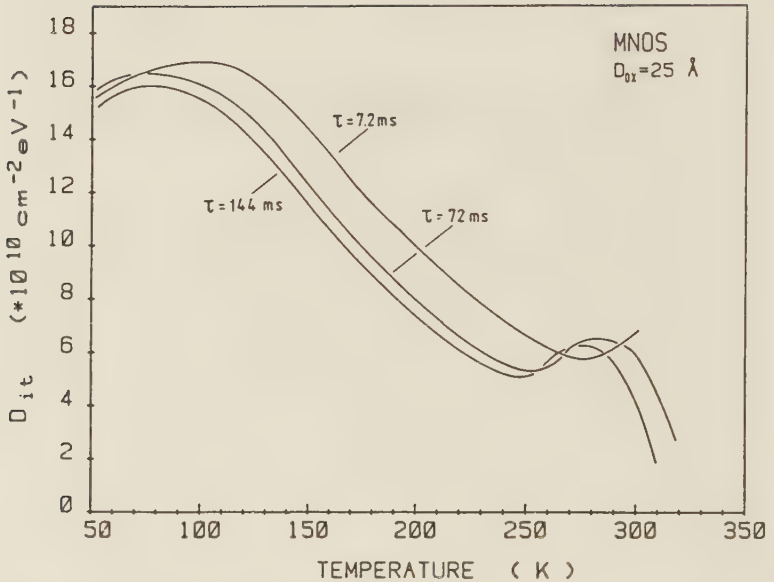


Abb.6.10 CC-DLTS-Spektren für eine ungetemperte MNOS-Struktur (Nr. 3) mit $d_{ox} = 25 \text{ \AA}$. Der Parameter ist die Beobachtungszeitkonstante in der CC-DLTS-Messung.

ungetemperten MNOS-Struktur mit $25 \text{ \AA}$ Oxid (Abb. 6.1a und Abb. 6.10) die Zustandsdichte für die Grenzflächenzustände wiedergibt. Die höhere Zustandsdichte in der quasistatischen Messung Abb. 6.1a mit dem Maximum bei einer Energielage $E_c - E_{it} \approx 0.35 \text{ eV}$ wird durch Umladung von Haftstellen im Isolator erklärt.

Abschätzung der Breite der Tunnelbarriere für Haftstellen im Isolator

In einem einfachen Modell /68, 45/ ergibt sich für den Einfangquerschnitt der Haftstellen im Isolator, wenn die Umladung durch einen Tunnelprozeß erfolgt:

$$\sigma(\chi, E_T) = \sigma_0(E_T) \exp[-2\alpha x] \quad (6.1)$$

$$\alpha = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m^* W_B} \quad (6.2)$$

$\sigma_0(E_T)$ ist der Einfangquerschnitt für eine Haftstelle mit Energie E_T an der SiO_2 -Si Grenzfläche, W_B und x sind die Höhe und die Breite der Tunnelbarriere und m^* ist die effektive Masse.

Verglichen mit der Zeitkonstante für Grenzflächenzustände $\sigma_0(E_T)$ vergrößert sich die Umladungszeitkonstante für die Haftstellen im Isolator:

$$\tau(\chi, E_T) = \tau_0(E_T) \exp[2\alpha x] \quad (6.3)$$

Aus Abb. 6.1a folgt, daß bei Raumtemperatur die Haftstellen im Isolator (Maximum bei $E_c - E_{it} \approx 0.35\text{eV}$) mit Zeitkonstanten $0.15\text{sec} < \tau < 1.5\text{ sec}$ umgeladen werden. Für eine angenommene Energie $E_T = 0.35\text{eV}$ und einem Einfangquerschnitt $\sigma_0 = 10^{-15}\text{cm}^2$ (wie bei der Berechnung der Energieskala für die CC-DLTS Spektren verwendet), ergibt sich für bei $T = 300\text{K}$: $\tau_0 = 1.5 \cdot 10^{-6}\text{sec}$. Mit einer Energiebarriere $W_B = 3.2\text{eV} / 2$, die der Energiedifferenz zwischen dem Leitungsband im Silicium und im SiO_2 entspricht, ergibt sich als Breite der Tunnelbarriere:

$$x = 12 - 14 \text{ \AA}$$

In dieser Abschätzung wurden keine speziellen Annahmen über den Verlauf der Energiebänder im Bereich der SiO_2 -Si Grenzfläche verwendet, speziell wurde nicht berücksichtigt, daß ein elektrisches Feld im Isolator die Tunnelbarriere erniedrigen kann. Es ist deshalb nicht unrealistisch, wenn angenommen wird, daß das Maximum in der Zustandsdichte bei der CV-Messung (Abb. 6.1a) durch Haftstellen hervorgerufen wird, deren Abstand von der SiO_2 -Si Grenzfläche größer ist als $14 \text{ \AA}$.

6.3.2 Vergleich der Ergebnisse der quasistatischen Messung für MNOS-Strukturen mit unterschiedlicher Oxiddicke

Mit der quasistatischen Methode, wurden für alle MNOS-Strukturen mit $d_{\text{ox}} < 60 \text{ \AA}$ Maxima in der Zustandsdichte bei $E_c - E_{it} \approx 0.35 \text{ eV}$ gefunden. Für die Proben der zweiten Serie mit $d_{\text{ox}} = 20 \text{ \AA}$ (Abb. 6.6 - 6.9) wird dieses Maximum nur bei einem Spannungsdurchlauf von Inversion nach Akkumulation beobachtet. Die Hysteresis in den CV-Kurven von Abb. 6.9 zeigt eindeutig, daß für diese Proben die Umladung von Haftstellen vom Spannungsabfall über den Isolator abhängt. Dieser Effekt wird nur für Haftstellen im Isolator erwartet. Entsprechend der Diskussion in Abschnitt 6.3.1 wird angenommen, daß das Zustandsdichtemaximum im Energiebereich $E_c - E_{it} \approx 0.35 \text{ eV}$ immer durch Haftstellen im Isolator verursacht wird.

Diese Interpretation ist in Übereinstimmung mit TSC-Messungen, die von Wei. et.al /69/ an MNOS-Strukturen mit einer Oxidschicht von $20 \text{ \AA}$ durchgeführt wurden.

Quasistatische Messungen an MNOS-Strukturen mit $d_{\text{ox}} = 17 \text{ \AA}$ /70/ zeigen ebenfalls ein Maximum in der Zustandsdichte bei $E_c - E_{\text{it}} \approx 0.35 \text{ eV}$. Das Auftreten der Maxima in der Zustandsdichte bei der quasistatischen Messung ist deshalb nicht von einer speziellen Probenpräparation abhängig. Einzelheiten in der Zustandsdichteverteilung, wie Höhe der Maxima oder die Abhängigkeit der Maxima von den Spannungsgrenzen bei der CV-Messung (Abb. 6.9), werden jedoch durch die Herstellungstechnologie bestimmt. Ein Vergleich mit früheren Messungen /10/ an MNOS-Strukturen mit $d_{\text{ox}} = 25 \text{ \AA}$ zeigt, daß bei Verwendung der gleichen Herstellungsprozesse die Ergebnisse von Abb. 6.1 reproduzierbar sind.

Zustandsdichteverteilungen wie an den MNOS-Strukturen, mit einem Maximum im Energiebereich $E_c - E_{\text{it}} \approx 0.35 \text{ eV}$ wurden nach einer Bestrahlung mit Elektronen bzw. UV-Licht /71/ oder nach Injektion von Ladungsträgern in das Oxid /72/ auch an MOS-Strukturen gemessen. Die Erzeugung von Trapzentren durch Injektion wird mit dem Aufbrechen von verzerrten Bindungen erklärt /72/. Für die untersuchten MNOS-Strukturen zeigen die CV-Kurven, daß die gemessene Zustandsdichteverteilung nicht durch Injektion von Ladungsträgern verursacht wird. Die CV-Kurven verändern sich nicht, wenn der gleiche Spannungsbereich von Inversion nach Akkumulation mehrfach durchlaufen wird. (Die Hysterese in Abb. 6.9 wird nur durch die Rate der Spannungsänderung und die Spannungsgrenzen bestimmt.) Eine Erzeugung von Haftstellen durch Injektion müßte während der CV-Messung erfolgen, da dabei die größten Spannungen an die MNOS-Strukturen angelegt wurden.

Die Haftstellen im Isolator der MNOS-Strukturen und die bei der Injektion erzeugten Haftstellen in MOS-Strukturen

sind möglicherweise einem gleichartigen Defekt zuzuordnen. Es ist wahrscheinlich, daß bei der Injektion auch Haftstellen im Oxid von MOS-Strukturen erzeugt werden, die zur quasistatischen Messung beitragen.

6.3.3 Temperverhalten von Haftstellen im Isolator

Die Temperung der MNOS-Strukturen in O_2 -Atmosphäre führt zu einer Erhöhung der Zahl der Haftstellen im Isolator, die bei der quasistatischen und der CC-DLTS Messung umgeladen werden (Abb. 6.4 und Abb. 6.5). Den Haftstellen im Isolator wird ein Maximum in der Zustandsdichte bei einer Energie $E_c - E_{it} \approx 0.35$ eV zugeordnet. Für die Diskussion des Temperverhaltens ist es nötig die Defektstruktur der Haftstellen im Isolator eingehender zu betrachten. Dazu sollen zuerst einige mögliche Defekte aufgezählt werden:

Defekte im Isolator von MNOS-Strukturen

- 1) Verzernte oder aufgebrochene Bindungen im Oxid. Aus XPS-Messungen /47/ ist bekannt, daß an der SiO_2 -Si Grenzfläche eine Übergangszone (ca. $40\text{\AA}$) mit gestörten Bindungsverhältnissen auftritt.
- 2) Haftstellen an der Si_3N_4 - SiO_2 Grenzfläche. An der Si_3N_4 - SiO_2 Grenzfläche können ebenso wie an der SiO_2 -Si Grenzfläche Haftstellen auftreten. "Dangling bond" an der Si_3N_4 - SiO_2 Grenzfläche sollen als amphotere Haftstellen wirken /73/.
- 3) Haftstellen im Nitrid. Als Ursache für Haftstellen in Nitrid werden "dangling bonds" an Siliciumatomen /76/ oder ein Valence-Alternation-Pair (VAP) Modell /75/ diskutiert.

Die Zeitkonstante für die elektrische Umladung der genannten Haftstellen im Isolator richtet sich nach ihrer Entfernung von der SiO_2 -Si Grenzfläche. Dabei ist zu

berücksichtigen, daß an der $\text{Si}_3\text{N}_4\text{-SiO}_2$ und an der $\text{SiO}_2\text{-Si}$ Grenzfläche Bereiche mit nichtstöchiometrischer Zusammensetzung auftreten können. Profilmessungen der Sauerstoff- und Stickstoffverteilung in MNOS- /73, 77/ und MOS- /78/ Strukturen zeigen, daß die Übergangsbereiche an beiden Grenzflächen weniger als $8 \text{ \AA}$ breit sind. Innerhalb dieses Bereichs ändert sich der relative Anteil der Si-O oder Si-N Bindungen um mehr als 80%. Da die Oxidation, die Nitrid-Abscheidung und die Temperung bei gleicher Temperatur $T = 900^\circ\text{C}$ erfolgt, wird nicht erwartet, daß sich die Breite der Übergangsbereiche während der Temperung wesentlich ändert.

Die beobachtete Erhöhung der Zustandsdichte durch die Temperung kann auf zwei Ursachen beruhen:

- a) Es werden Haftstellen erzeugt
- b) Die Umladungszeitkonstante wird erniedrigt, so daß zum Meßsignal Haftstellen aus einem größeren Bereich des Isolators beitragen.

Für die Proben der ersten Serie mit unterschiedlich dicken Oxidschichten (Abb. 6.4 und Abb. 6.5) werden nach der Temperung mit CC-DLTS und der quasistatischen Methode vergleichbare Ergebnisse erzielt. Dies ist nicht erwartet, wenn die beobachteten Haftstellen im Nitrid oder an der $\text{Si}_3\text{N}_4\text{-SiO}_2$ Grenzfläche lokalisiert sind. Bei einer Oxiddicke von $60 \text{ \AA}$ sollten für diese Zustände die Umladungszeitkonstante so groß sein, daß sie zum CC-DLTS Spektrum nicht beitragen. Die Abhängigkeit der Zustandsdichten von der Schichtdicke läßt vermuten, daß die Haftstellen im Oxid lokalisiert sind.

In den CC-DLTS Spektren der zweiten Probenreihe mit einer Oxidschicht von $20\text{\AA}$ (Abb. 6.6) werden unabhängig von der Temperung keine Haftstellen im Isolator gemessen. Das Zustandsdichtemaximum bei $E_c - E_{it} \approx 0.35\text{ eV}$ wird für diese Proben nur in der CV-Messung beobachtet. Aus der Abschätzung in Abschnitt 6.3.1 ergibt sich in diesem Fall eine Tunnelndistanz von mehr als $14\text{\AA}$, so daß die Haftstellen auch an der Si_3N_4 - SiO_2 Grenzfläche lokalisiert sein könnten. Die O_2 -Temperung führt bei den Proben der zweiten Reihe zu keiner starken Verringerung der Umladungszeitkonstanten.

Wird diese Folgerung auf die Ergebnisse für die erste Probenreihe übertragen, so muß angenommen werden, daß in diesen Proben durch die O_2 -Temperung Haftstellen im Oxid erzeugt werden. Aus der Änderung der Zustandsdichte bei der Temperung kann die Zahl der erzeugten Haftstellen ΔN_T abgeschätzt werden. Für die Probe mit $d_{ox} = 25\text{\AA}$ (Abb. 6.4) ergibt sich:

$$\Delta N_T = 1 - 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$$

wenn eine homogene Verteilung der Haftstellen angenommen wird.

Offensichtlich bestehen große Unterschiede im Tempverhalten für die Proben der beiden Serien. Die Ursache für diese Unterschiede ist nicht klar. Möglicherweise zeigen sich hier Auswirkungen des unterschiedlichen Oxidationsprozesses für die beiden Probenreihen. Denkbar wäre, daß die dünnen Oxidschichten in einer N_2/O_2 -Mischatmosphäre mit höherer Defektkonzentration aufwachsen (z.B. durch Einbau von Stickstoffatomen) als in einer reinen O_2 -Atmosphäre. Mit dieser Annahme könnte erklärt werden, daß die Defektdichte nach der O_2 -Temperung (Abb. 6.4) unabhängig von der Oxiddicke ist.

Als Ursache für die Erzeugung der Haftstellen bei der Temperung wird die Ausdiffusion von Wasserstoff angesehen. Diese Annahme wird durch die folgenden Argumente gestützt:

- 1) Bei der Nitridabscheidung wird Wasserstoff in die MNOS-Struktur eingebaut /79/. Defekte im Isolator, wie sie obenstehend angenommen wurden, können durch den Wasserstoff abgesättigt werden.
- 2) Temperung von MNOS-Strukturen in H_2 -Atmosphäre verbessert die Speichereigenschaften /63,74/. Dieser Effekt kann mit der Absättigung von Haftstellen mit Wasserstoff erklärt werden.
- 3) Nach einer Temperung in N_2 wird in Nitridschichten eine Abnahme der Si-H- und N-H-Bindungen beobachtet /81,80/. Wasserstoff kann demnach durch die Nitridschicht ausdiffundieren.

Die Absättigung von Haftstellen im Isolator mit Wasserstoff könnte für die ungetemperten Proben in Abb. 6.5, die Abnahme der Zustandsdichte mit zunehmender Dicke der Nitridschicht erklären. Gleichzeitig mit dem CVD-Prozess werden die Proben in Wasserstoffatmosphäre getempert, wobei die Dauer der Temperung durch die Schichtdicke festgelegt ist. Bei dicken Nitridschichten ist deshalb der größte Tempereffekt zu erwarten.

6.3.4 Grenzflächenzustände an der SiO_2 -Si Grenzfläche von dünnen thermischen Oxidschichten

Neben den bisher behandelten Haftstellen im Isolator treten in MNOS-Strukturen auch lokalisierte Zustände an der SiO_2 -Si Grenzfläche auf. Wie eingehend dargelegt wurde, kann erwartet werden, daß Haftstellen im Isolator ein Maximum in der Zustandsdichte bei $E_c - E_{it} \approx 0.35$ eV verursachen. CC-DLTS Spektren, die dieses Maximum nicht zeigen, sollten demnach die Grenzflächenzustandsdichte an der SiO_2 -Si Grenzfläche wiedergeben.

Aus den CC-DLTS Spektren in Abb. 6.1a und Abb. 6.6 kann gefolgert werden, daß die Grenzflächenzustandsdichte für dünne SiO_2 -Schichten an der Leitungsbandkante höher ist als in der Mitte der Bandlücke. Diese Energieabhängigkeit der Zustandsdichte ist ähnlich wie für MOS-Strukturen mit 920°C -Oxidation (s.Kap.5.2). Dieses Ergebnis ist überraschend, da wegen der unterschiedlichen Bindungslängen in der Si_3N_4 - und der SiO_2 -Schicht angenommen werden kann, daß an der Si_3N_4 - SiO_2 Grenzfläche mechanische Spannungen auftreten. Diese Spannungen haben, selbst für MNOS-Strukturen mit einer Oxidschicht von $20\text{\AA}$, keinen wesentlichen Einfluß auf die Verteilung der Grenzflächenzustände. Die Werte für die Zustandsdichten an der Grenzfläche von dünnen Oxiden sind jedoch gewöhnlich etwas höher als für MOS-Strukturen (Kap.5) und MNOS-Strukturen mit dicken Oxidschichten (Abb. 6.3).

Die Temperung in O_2 -Atmosphäre und die O_2 -Implantation erhöhen die Grenzflächenzustandsdichte nur geringfügig (Abb.6.6). Die elektrischen Eigenschaften der SiO_2 -Si Grenzfläche von MNOS-Strukturen werden bei der Temperung in oxidierender Atmosphäre nicht geändert.

Für die Proben mit einer Oxidschicht von $20\text{\AA}$ (Abb. 6.6) wird, wie auch in Kap. 5 für die MOS-Strukturen, nach N_2 -Temperung bei 900°C eine niedrigere Zustandsdichte gemessen als vor der Temperung. Die H_2 -Implantation führt zu einer geringfügigen, über den Tempereffekt hinausgehenden Reduzierung der Grenzflächenzustandsdichte. Dieser geringe Effekt der Implantation ist durch die niedrige Implantationsdosis erklärbar.

6.4 Zusammenfassung

MNOS-Strukturen können benützt werden, um lokalisierte Zustände an der SiO_2 -Si Grenzfläche von dünnen Oxidschichten mit dem CC-DLTS Verfahren zu untersuchen. Zusätzlich zu den Grenzflächenzuständen unmittelbar an der SiO_2 -Si Grenzfläche treten Haftstellen im Isolator der MNOS-Strukturen auf, die bei elektrischen Messungen umgeladen werden.

Die CC-DLTS Methode ($\tau \approx 1\text{ms}$) und die quasistatische CV-Methode ($\tau \approx 1\text{sec}$) messen Haftstellenumladungen, die mit unterschiedlichen Zeitkonstanten ablaufen. Durch Verwendung dieser beiden unabhängigen Meßmethoden können sowohl Grenzflächenzustände als auch Haftstellen im Isolator der MNOS-Strukturen analysiert werden.

Die Haftstellen im Isolator verursachen in der quasistatischen Messung ein Maximum in der Zustandsdichte bei einer Energie $E_c - E_{it} \approx 0.35\text{ eV}$. Die Haftstellenkonzentration im Isolator wird bei einer Temperung in O_2 -Atmosphäre erhöht. Es wird geschlossen, daß diese Haftstellen Defekten in der SiO_2 -Schicht zuzuordnen sind und daß die Erzeugung bei der O_2 -Temperung auf die Ausdiffusion von Wasserstoff zurückzuführen ist.

Die CC-DLTS Messungen an MNOS-Strukturen ergeben für die energetische Verteilung der Grenzflächenzustände im Energiebereich $E_c - E_{it} < 0.5$ eV einen ähnlichen Verlauf wie für MOS-Strukturen mit 920°C-Oxidation (Kap. 5.2.1). Die Zustandsdichte nimmt mit abnehmendem energetischem Abstand vom Leitungsband zu. In den CC-DLTS Spektren findet sich kein Indiz dafür, daß die Grenzflächenzustandsdichte an der SiO_2 -Si Grenzfläche von dünnen Oxidschichten durch mechanische Spannungen, die im Bereich der Si_3N_4 - SiO_2 Grenzfläche auftreten, verändert wird.

7. Grenzflächenzustände in MOS-Mikrostrukturen

In diesem Abschnitt werden Messungen an einer speziellen Teststruktur vorgestellt, die eine direkte Bestimmung der lateralen Verteilung von Grenzflächenzuständen im Randbereich von MOS-Strukturen gestatten. Die CC-DLTS Methode ist für diese Untersuchung besonders vorteilhaft, da das CC-DLTS Signal durch Potentialvariationen, die an den Strukturgrenzen auftreten nicht beeinflusst wird.

7.1 Experimentelle Details

Der Querschnitt der verwendeten Teststruktur in einem IC (Herkunft Fa. Siemens) auf p-Typ Substrat ist in Abb. 7.1 schematisch abgebildet. Die Struktur ist eine Doppelgate (DG)-Struktur mit einer parallelen Anordnung von je 34 MOS-Streifenkondensatoren (Länge 700µm; Breite 11µm) mit Oxiddicken von 830 Å und 1450 Å. Ein wesentliches Merkmal dieser Struktur sind die Gateelektroden aus poly-Si, die sich in einem Bereich von ca. 3µm überlappen. Der Abstand der beiden Elektroden, in dem die Oxiddicke variiert beträgt nur ca. 0.1 µm (s. REM-Aufnahme in Ref. /86/). Die jeweils 34 Streifen mit gleicher Oxiddicke sind parallel angeschlossen, um eine für die CC-DLTS Messung ausreichende Kapazität zu erhalten.

Die Herstellung der DG-Struktur erfolgte in einem "double polysilicon" Prozeß /82, 83/. Das Gateoxid 2 (1450 Å) wird in diesem Verfahren nach dem Abscheiden des poly-Si 1 und einem Ätzschritt durch lokale Oxidation (LOCOS) erzeugt. Der LOCOS-Prozeß bedingt, daß an den Kanten des Gateoxids 1 Defekte im Oxid auftreten können, die beispielsweise durch Unteroxidation der Poly-Si-1-Schicht verursacht werden. In der in Abb. 7.1 gezeigten Struktur

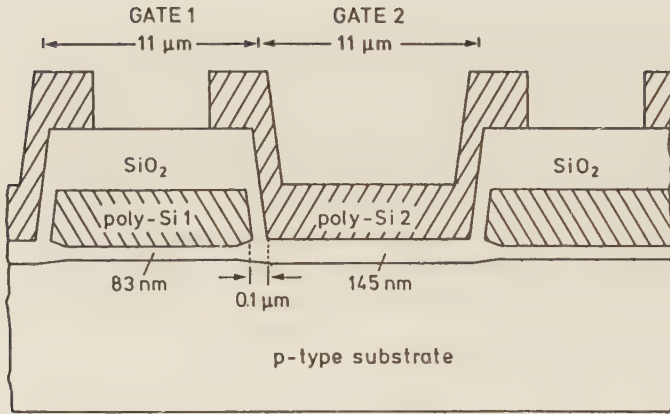


Abb.7.1 Aufbau der Doppelgate (DG)-Struktur mit zwei überlappenden Gateelektroden aus Poly-Silicium. Jeweils 34 Streifen mit einer Länge von $700\mu\text{m}$ und einer Breite von $11\mu\text{m}$ sind parallel geschaltet.

wird deshalb an der $\text{SiO}_2\text{-Si}$ Grenzfläche eine laterale Inhomogenität in der Defektdichte und damit der Grenzflächenzustandsdichte erwartet. Die Defekte in der Übergangszone von überlappenden Gateelektroden in dynamischen Speichern (RAM'S) werden als Ursache für erhöhte Leckströme angesehen /84/.

Die Daten für die DG-Struktur, die sich aus CV-Messungen und den Abmessungen der Masken bei der Photolithographie ergeben sind in Tabelle 7.1 zusammengestellt. Zusätzlich sind die Daten für großflächige quadratische MOS-Kondensatoren angegeben, die als Referenzproben dienten. Diese MOS-Strukturen wurden gleichzeitig mit

den entsprechenden Streifenkondensatoren der DG-Struktur hergestellt. Da mit den Messungen an der DG-Struktur Zustände im Randbereich der MOS-Struktur untersucht werden sollen, sind in Tabelle 7.1 die Längen der Struktur-
grenzen angegeben. Die DG-Struktur hat im Vergleich zur quadratischen Struktur eine um Faktor 30 vergrößerte Randlänge.

Tabelle 7.1 Probendaten für die Doppel-Gate (DG)-Struktur und für großflächige quadratische MOS-Strukturen, die mit den gleichen technologischen Prozessen hergestellt wurden.

	Doppelgate-Struktur	quadratische MOS-Struktur
d_{ox} (Gate 1)	830 Å	830 Å
d_{ox} (Gate 2)	1450 Å	1450 Å
Fläche Gate 1	0.26 mm ²	0.16 mm ²
Fläche Gate 2	0.26 mm ²	0.16 mm ²
Zahl der Elemente	34 Streifen	1
Länge der Strukturränder	48.3 mm	1.6 mm
C_{i2}	40 pF	--
Dotierung N_A (Bor)	$2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	$2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$

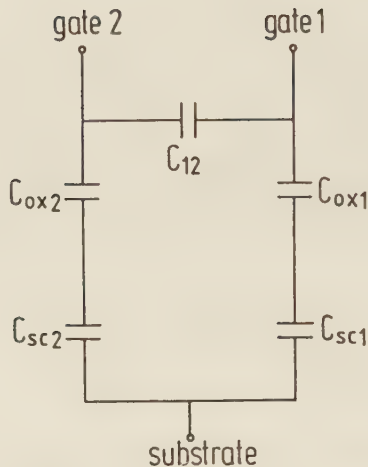


Abb.7.2 Ersatzschaltbild der Doppelgate-Struktur mit Oxidkapazitäten C_{ox1} , C_{ox2} und Raumladungskapazitäten C_{sc1} , C_{sc2} . Zwischen den Gates besteht eine Überlappkapazität C_{12} .

Das Ersatzschaltbild (Abb. 7.2) der DG-Struktur ist eine Parallelschaltung von zwei MOS-Kondensatoren, (C_{ox} = Oxidkapazität, C_{sc} = Raumladungskapazität) die durch die Überlappkapazität C_{12} der beiden Elektroden verkoppelt sind. Da der Abstand der Elektroden vergleichbar mit der Oxiddicke ist, kann die Kapazität $C_{12} = 40$ pF nicht vernachlässigt werden. Zusätzlich müssen bei nahe benachbarten Kondensatoren die Streukapazitäten berücksichtigt werden. Diese führen in CCD-Reihen (charge coupled devices) bei Verkleinerung der Gateabstände zu einer Erniedrigung der Potentialbarriere zwischen den Ladungspaketen /85/.

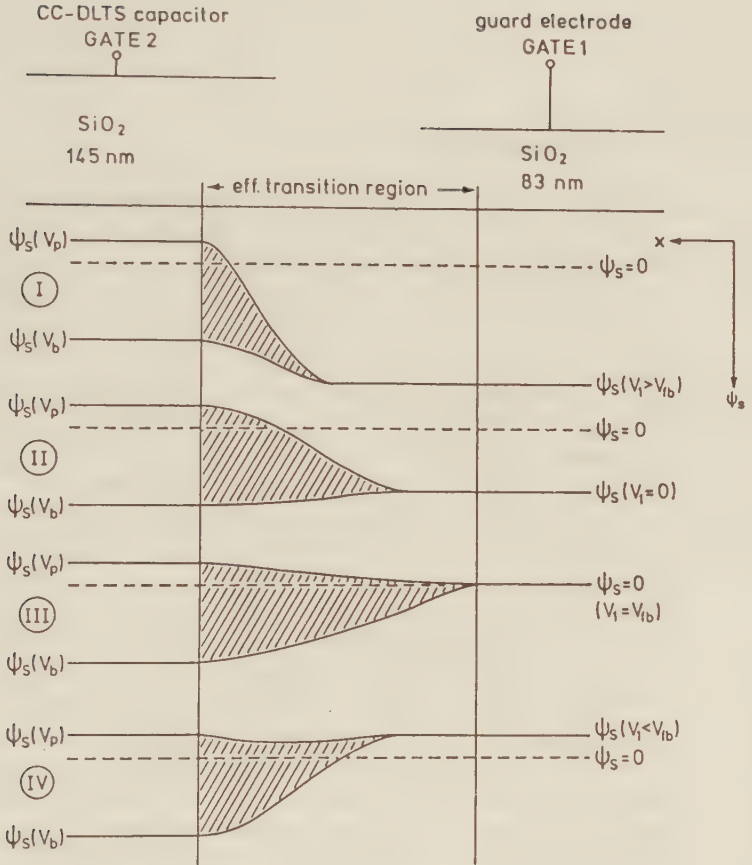


Abb.7.3 Verlauf des Oberflächenpotentials ψ_s in der DG-Struktur für verschiedene Spannungen V_1 an der Guardelektrode (Gate1). Das Oberflächenpotential an der MeBelektrode (Gate2) ist gezeichnet für den Besetzungsimpuls $\psi_s(V_p)$ und für die Gleichspannung $\psi_s(V_b)$ bei der CC-DLTS Messung. Gemessen werden die Grenzflächenzustände in den schraffierten Bereichen. (s. Text)

7.2 Prinzip der Messung

Für die Untersuchung der Grenzflächenzustände im Randbereich von MOS-Strukturen wird ausgenutzt, daß bei der CC-DLTS Messung eine Elektrode der DG-Struktur als Guardelektrode verwendet werden kann. Wird beispielsweise der Gatekontakt 1 als Meßelektrode für die CC-DLTS Messung benützt, dann kann mit einer Gleichspannung an Gate 2 die Bandverbiegung in dem Übergangsbereich zwischen den Elektroden eingestellt werden. Die Wirkung von Gate 2 als Guardelektrode nimmt mit abnehmendem Abstand der Elektroden zu. Auch bei genauer Kenntnis der geometrischen Abmessungen kann die Feldverteilung in der Übergangszone nicht genau angegeben werden, da Oxidladungen das elektrische Feld verzerren.

Der Verlauf des Oberflächenpotentials in der DG-Struktur ist in Abb. 7.3 für unterschiedliche Spannungen V_1 an der Guardelektrode (Gate 1) schematisch aufgezeichnet. Die Spannung V_1 wurde in den vier Teilbildern von Inversion (Kurve I) nach Akkumulation (Kurve IV) verändert. Als Bezugslinie (gestrichelt) ist die Linie für den Flachbandfall $\psi_s = 0$ ($V_1 = V_{FB}$) an beiden Elektroden gewählt. Im Bereich des Gates 2 entsprechen die eingezeichneten Oberflächenpotentiale den Spannungen V_p (Akkumulation) und V_b (Depletion), wie in der CC-DLTS Messung verwendet. Berücksichtigt man die energetische Lage der Bandkanten an der SiO_2 -Si Grenzfläche, die sich parallel mit dem Oberflächenpotential verändern, dann geben die schraffierten Flächen die Bereiche in der Übergangszone an, in denen Grenzflächenzustände zur CC-DLTS Messung an Gate 2 beitragen. Aufgrund einer gegenseitigen Beeinflussung der

elektrischen Felder von Gate 1 und Gate 2 ergibt sich eine effektive Übergangszone in der sich die Potentiale angleichen, die breiter ist als der Abstand der beiden Elektroden. In Übereinstimmung mit Simulationsrechnungen /87/ wurde in Abb. 7.3 der Bereich mit veränderlichen Potentialen für Inversion an Gate 1 kleiner gewählt als für Akkumulation. Die Abb. 7.3 zeigt, daß der Bereich in der Übergangszone, in dem Grenzflächenzustände einer gegebenen Energie zum CC-DLTS Signal beitragen (waagrechter Schnitt durch die schraffierten Bereiche) durch die Spannung V_1 an Kontakt 1 variiert werden kann. Für Zustände in der Nähe der Fermienergie (Schnitt mit der Linie $\psi_s=0$) ergibt sich der maximale Meßbereich bei $V_1=V_{FB}$. Für $V_1 > V_{FB}$ (Inversion) ist der Meßbereich begrenzt, da durch den Spannungsimpuls V_b an Gate 2 die Grenzflächenzustände nur in einen Teilbereich der Übergangszone gefüllt werden. Für $V_1 < V_{FB}$ ist der Meßbereich auf den Teil der Übergangszone begrenzt, in dem durch die Spannung V_b eine Verarmungsschicht erzeugt wird und in dem die Grenzflächenzustände die eingefangenen Ladungsträger emittieren.

7.3 Meßergebnisse

Die Grenzflächenzustandsdichte, die mit CC-DLTS an den quadratischen MOS-Strukturen gemessen werden sind in Abb. 7.4 gezeigt. Innerhalb des Meßfehlers ergeben sich für die Strukturen mit unterschiedlicher Oxiddicke übereinstimmende Werte. Für Zustände in der Bandlücke mit $E_{it}-E_v > 0,2\text{eV}$ werden sehr kleine Zustandsdichten $D_{it} < 3 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ beobachtet. An der Valenzbandkante

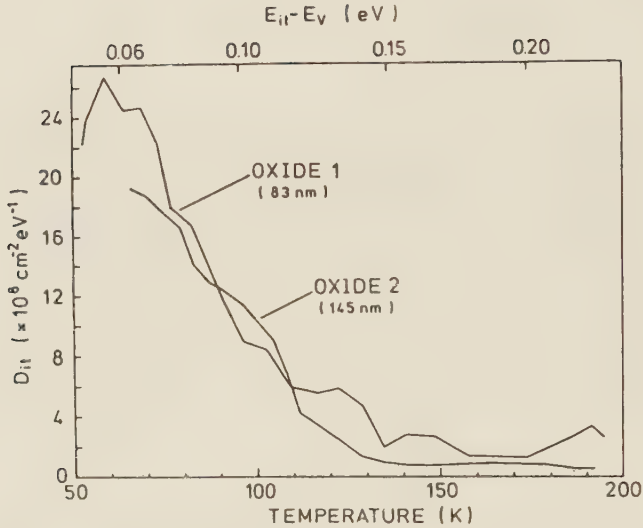


Abb.7.4 CC-DLTS-Spektren für quadratische MOS-Strukturen ($A = 400 \times 400 \mu\text{m}^2$) mit Oxiddicken $d_{ox1} = 83 \text{ nm}$ und $d_{ox2} = 145 \text{ nm}$.

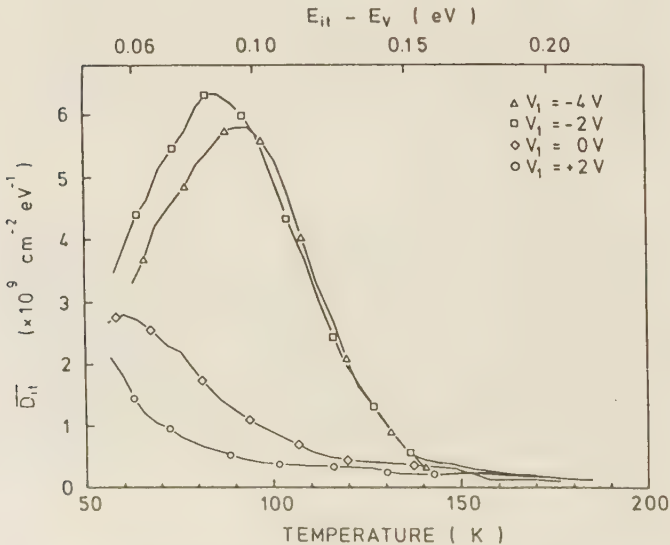


Abb.7.5 Grenzflächenzustandsdichte $\overline{D}_{it}$ an Gate 2 für verschiedene Spannung V_1 an der Guardelektrode (Gate 1). Die Zustandsdichten sind auf die Fläche von Gate 2 normiert.

steigt die Zustandsdichte an, auf $D_{it} \approx 2.5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$. Als Einfangquerschnitt bei der Berechnung der Energieskala im Temperaturbereich $T < 150 \text{ K}$ wird in diesem Abschnitt $\sigma_p = 10^{-18} \text{ cm}^2$ angenommen. Dieser Wert ergibt sich mit Gleichung (3.8) aus CC-DLTS Messungen mit unterschiedlichen Korrelationszeiten.

Die Zustandsdichte $\overline{D}_{it}$, die an Gate 2 der DG-Struktur für verschiedene Spannung V_1 an der Guardelektrode bestimmt wurde, ist in Abb. 7.5 aufgezeichnet. Im Temperaturbereich von $T = 50 - 150 \text{ K}$, der Energien von $E_{it} - E_v = 0.05 - 0.16 \text{ eV}$ entspricht, wird eine starke Variation im CC-DLTS Signal mit der Spannung an der Guardelektrode V_1 beobachtet. Entsprechend der Erklärung von Abb. 7.3 kann dieser Effekt als Beitrag der Grenzflächenzustände in der Übergangszone zwischen den Elektroden zum Meßsignal interpretiert werden. Die in Abb. 7.5 aufgetragene Zustandsdichte $\overline{D}_{it}$ ist auf die Fläche des Gates 2 normiert, sie beinhaltet jedoch die möglichen Beiträge von Zuständen die im Randbereich lokalisiert sind. Für eine positive Spannung $V_1 = +2 \text{ V}$, wenn entsprechend Abb. 7.3 Randbeiträge weitgehend unterdrückt werden, ergibt sich in Abb. 7.5 die gleiche Verteilung der Grenzflächenzustände wie an den großflächigen Kondensatoren (Abb. 7.4). Die Zustandsdichte in der homogenen Gatefläche ist identisch mit der am großflächigen Kontakt, für den Randeffekte vernachlässigt werden können. Mit einer Spannung $V_1 = -2 \text{ V}$ ergibt sich ein Maximum in der Zustandsdichte bei $T = 85 \text{ K}$ ($E_{it} - E_v = 0.09 \text{ eV}$). Aus diesem Wert kann die maximale Zustandsdichte pro Randlänge $D_{it}^* = 3 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-1} \text{ eV}^{-1}$ bestimmt werden.

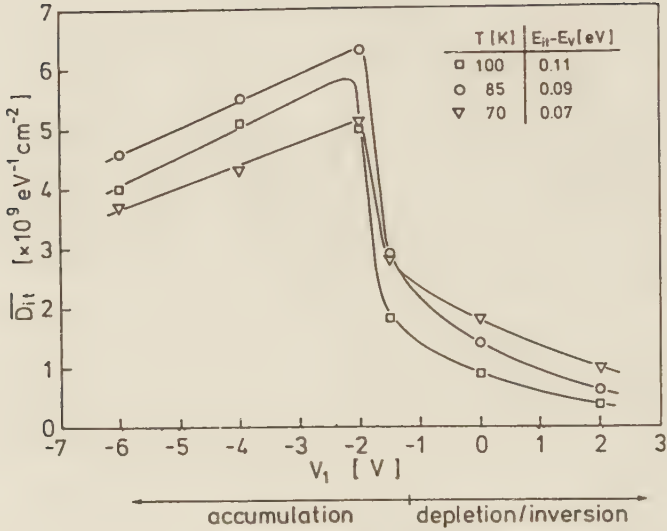


Abb.7.6 Grenzflächenzustandsdichte an Gate 2 für drei feste Temperaturen als Funktion der Spannung an der Guardelektrode. Die Energie-lage der gemessenen Zustände ist in der Tabelle angegeben.

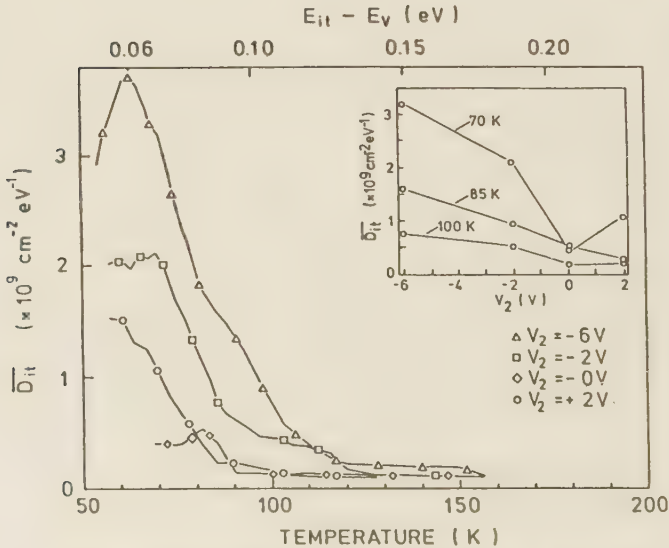


Abb.7.7 Grenzflächenzustandsdichte $\bar{D}_{it}$ an Gate1 der DG-Struktur. Der Parameter ist die Spannung an Gate 2. Der Einschub zeigt die Zustandsdichte als Funktion der Spannung an der Guardelektrode für drei Temperaturen. (s. Abb.7.6)

Die Meßergebnisse von Abb. 7.5 sind in Abb. 7.6 nochmals dargestellt. Aufgetragen sind die bei einer festen Temperatur gemessenen Zustandsdichten als Funktion der Spannung an der Guardelektrode. Die Energien der Zustände, die für die drei verschiedenen Temperaturen maximal zum CC-DLTS Signal beitragen sind in Abb. 7.6 angegeben. Diese Energien liegen in einem Intervall von 40 meV und die Differenz $E_{it}-E_F$ beträgt für alle Temperaturen weniger als 50 meV. Die Kurven in Abb. 7.6 geben deshalb den Effekt der Variation des Meßbereichs wieder, wie er in Abb. 7.3 dargestellt ist. Wenn für den Potentialverlauf in der Übergangszone vereinfachende Annahmen gemacht werden, kann die Ausdehnung des Meßbereiches berechnet werden. Aus Abb. 7.6 ergibt sich dann durch Differentiation ein Profil für die laterale Verteilung der Grenzflächenzustände zwischen den Elektroden. Diese Auswertung wird im nächsten Abschnitt näher erläutert.

Die Kurven in Abb. 7.7 wurden mit gleichartigen Messungen aufgenommen, wie die Spektren in Abb. 7.5. Jedoch wurde in Abb. 7.7 das Gate 1 als Meßelektrode verwendet und Gate 2 als Guardelektrode. Wie in Abb. 7.5 wird bei tiefen Temperaturen eine starke Vergrößerung des CC-DLTS Signals beobachtet, wenn die Spannung V_2 an der Guardelektrode variiert wird. Bemerkenswert ist, daß selbst bei einer Spannung $V_2 = -6V$, die negativer ist als die in Abb. 7.5 verwendete Spannung V_1 an Gate 1 eine niedrigere Zustandsdichte gemessen wird als an Gate 2. Diese Unterschiede zeigen, daß das Gate 2 mit der dickeren Oxidschicht weniger effektiv als Guardelektrode eingesetzt werden kann als Gate 1 und daß die Zustandsdichte an den Rändern

der Gateelektroden unsymmetrisch verteilt ist. Für die Profilbestimmung werden deshalb nur die Daten aus Abb. 7.5 verwendet.

7.4 Profilbestimmung für Grenzflächenzustände in der Übergangszone

Wie anhand von Abb. 7.3 erläutert wurde, wird die Ausdehnung des Meßbereiches in der Übergangszone zwischen den Elektroden durch den Verlauf des Oberflächenpotentials festgelegt. Damit die laterale Verteilung der Grenzflächenzustände bestimmt werden kann, müssen einige vereinfachende Annahmen über den Potentialverlauf gemacht werden.

- a) Das Oberflächenpotential soll sich linear verändern. Ladungen in der Übergangszone, die eine Krümmung des Potentialverlaufs (wie in Abb. 7.3 intuitiv eingezeichnet) verursachen, werden vernachlässigt.
- b) Als effektive Breite der Übergangszone wird $\Delta_{\text{eff}} = 0.2 \mu\text{m}$ angenommen. Damit wird schwerpunktmäßig berücksichtigt, daß sich die Potentialstörungen in der Übergangszone bis unter die Elektroden ausbreiten.
- c) Oxidladungen im Bereich der Übergangszone werden vernachlässigt.
- d) Für Akkumulation und Inversion an der Guardelektrode soll sich das Oberflächenpotential unverändert soweit in die Übergangszone erstrecken, wie es der Ausdehnung der Akkumulations- bzw. Inversionsschicht entspricht. Dadurch wird der Meßbereich in der Übergangszone eingeschränkt.

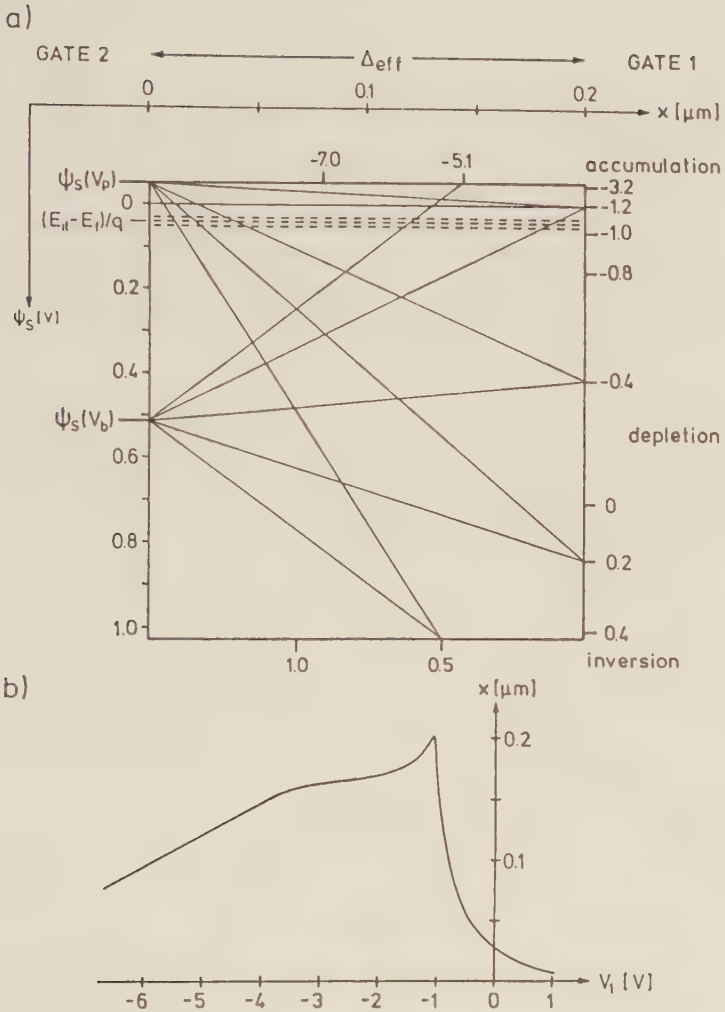


Abb.7.8 a) Nomogramm für die Bestimmung des Bereichs der Übergangszone, in dem Grenzflächenzustände zum CC-DLTS-Signal beitragen. Die Berechnung wurde mit den Daten aus Tab.7.1 durchgeführt. (Erläuterungen s. Text)

b) Die Funktion $x(V_1)$ aus Abb.7.8a für die Abhängigkeit des Meßbereichs von der Spannung an der Guardelektrode.

Die quantitativen Berechnungen, die sich mit den aufgeführten Näherungen ergeben sind in Abb. 7.8 dargestellt. Für die Bestimmung der Kapazitäts-Spannungsabhängigkeit wurden berechnete Kurven nach Gl. (2.4) benutzt. Die Flachbandspannung für die Elektrode 1 $V_{FB} = -1.2V$ wurde experimentell ermittelt. Bei der Abschätzung der Ausdehnung der Akkumulations- und Inversionsschichten in die Übergangszone wurden die unterschiedlichen Oxiddicken von Gate 1 und Gate 2 berücksichtigt.

Die geraden Linien im Nomogramm 7.8 a) zeigen die lineare Variation des Oberflächenpotentials in der Übergangszone. An Gate 2 ist der Ausgangspunkt der Linien $\psi_s(V_p)$ für die Impulsspannung zum Füllen der Grenzflächenzustände und $\psi_s(V_b)$ für die Spannung in Verarmung, bei der die Grenzflächenzustände ihre Ladungen abgeben. Der variierte Parameter ist für diese Kurven die Spannung V_1 an der Guardelektrode, die am Bildrand angegeben ist. Die Spannungen $V_1 = 0.42V$ und $V_1 = -3.2V$ sind die Einsatzspannungen für starke Inversion ($V_1 > 0.42V$) und starke Akkumulation ($V_1 < -3.2V$). Für Spannungen aus dem Bereich zwischen diesen Grenzen erstreckt sich der Spannungsabfall über die gesamte Breite Δ_{eff} der effektiven Übergangszone. In Inversion (untere Begrenzungslinie) und Akkumulation (obere Begrenzungslinie) ist der Bereich mit veränderlichem Oberflächenpotential reduziert. Die ausgezogene horizontale Linie kennzeichnet das Flachbandpotential.

Die drei gestrichelten Linien repräsentieren die Oberflächenpotentiale, für die das Fermi-niveau E_{FS} mit den Energien der Haftstellen zusammenfällt, deren Energien in Abb. 7.6 aufgeführt sind. Diese Energien liegen in einem Bereich von 30-50 meV über der Fermienergie im Volumen des Substrats. Die gestrichelten Linien stimmen deshalb

nahezu mit der Linie für $\psi_s=0$ überein, für die sich nach Abb. 7.3 der Meßbereich maximal wird.

Aus Abb. 7.8a, ergibt sich die Ausdehnung des Meßbereichs aus den Schnittpunkten der Linien für unterschiedliches V_1 und den gestrichelten Linien. Eine typische Kurve, für Zustände mit $E_{it}-E_v = 0.09$ eV bei einer Temperatur von $T = 85K$ ist in Abb. 7.8b) gezeigt. Die Ausdehnung des Meßbereichs wird maximal für $V_1 \approx V_{FB} = -1.2V$ und sie fällt sowohl im Bereich der Akkumulation und der Verarmung bzw. Inversion ab. Die genaue Position des Maximums ist unsicher, da in diesem Bereich der Kurvenverlauf stark durch die Oxidladungen gestört wird. Da im Maximum Gesamtzahl der Zustände in der Übergangszone gemessen wird, kann daraus die Liniendichte der Zustände im Randbereich der DG-Struktur bestimmt werden. Ein Profil für diese Zustände erhält man durch Differentiation, wenn die Spannungsskala von Abb. 7.6 mit Hilfe von Abb. 7.8 in eine Längenskala umgerechnet wird. Bei einer vorgegebenen Energie ergibt sich für die Zustandsdichte, die in Abb. 7.6 gemessen wird:

$$\overline{D_{it}} = D_{ita} + \frac{2}{W} \int_0^x D_{itb}(x') dx' \quad (7.1)$$

dabei ist D_{ita} die Zustandsdichte (homogen) an der Meßelektrode und $D_{itb}(x')$ die ortsabhängige Zustandsdichte in der Übergangszone zwischen den Elektroden. Die Größe x ist die Ausdehnung des Meßbereiches. Die Differentiation liefert:

$$D_{itb}(x) = \frac{W}{2} \frac{\partial \overline{D_{it}}}{\partial x} \quad (7.2)$$

(W = Breite der Streifenkondensatoren)

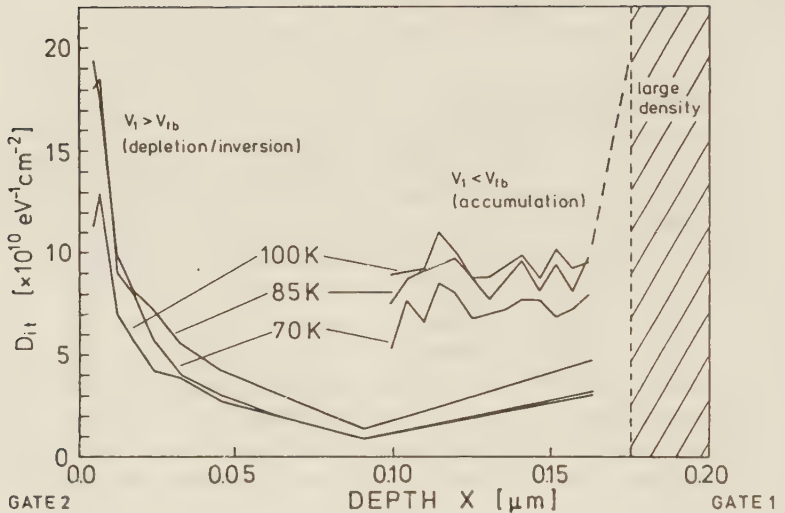


Abb.7.9 Profile für die Verteilung der Grenzflächenzustände im Übergangsbereich zwischen den Elektroden der DG-Struktur. Ausgewertet wurden die Kurven in Abb.7.6 im Bereich der Akkumulation und Verarmung bzw. Inversion.

In Abb. 7.9 sind laterale Profile für die Grenzflächenzustände aufgezeichnet, die sich mit (7.2) aus den Meßkurven von Abb. 7.6 ergeben. Die Profile wurden getrennt für den Spannungsbereich in Inversion und Akkumultion bestimmt. Die Profile für die Zustände mit unterschiedlicher Energie unterscheiden sich nur unwesentlich. Ein starker Anstieg der Zustandsdichte wird in unmittelbarer Nähe von Gate 2 beobachtet. Die Werte für die Zustandsdichten sind in der Übergangszone der DG-Struktur um einen Faktor 50-100 höher als im Bereich der homogenen Gatefläche.

7.5 Diskussion

In Abb. 7.5 und 7.7 sind Messungen gezeigt, die eine direkte Beobachtung der Grenzflächenzustände im Randbereich von MOS-Strukturen ermöglichen. Der Beitrag der Zustände im Randbereich zum CC-DLTS Signal kann kontrolliert verändert werden, wenn als Meßstruktur MOS-Kondensatoren mit einer Guardelektrode verwendet werden. Für den Nachweis der Grenzflächenzustände im Übergangsbereich zwischen den Elektroden der DG-Struktur war deshalb kein Vergleich mit Messungen an einer zweiten Struktur nötig. Die Zustandsdichte in der homogenen Gatefläche ist sehr niedrig, wie die Messungen in Abb. 7.4 zeigen. Diese niedrigen Zustandsdichten für großflächige MOS-Strukturen sind eine Voraussetzung, um im CC-DLTS Signal den Beitrag von Zuständen im Randbereich auflösen zu können.

Bei einer Energie $E_{it}-E_v = 0.09 \text{ eV}$ ($T=85\text{K}$) ergibt sich als Grenzflächenzustandsdichte pro Randlänge aus der Messung an Gate 2 (Abb. 7.5) $D_{it}^* = 3 \times 10^6 \text{ cm}^{-1} \text{ eV}^{-1}$ und aus der Messung an Gate 1 (Abb. 7.7) $D_{it}^* = 2 \times 10^6 \text{ cm}^{-1} \text{ eV}^{-1}$. Die Diskrepanz in den Werten ist möglicherweise durch eine Differenz in der Ausdehnung des Meßbereichs bedingt, so daß bei der Messung an Gate 1 nicht alle Zustände erfaßt werden. Dieser Unterschied wird später im Zusammenhang mit dem lateralen Profil der Grenzflächenzustände noch eingehend diskutiert.

Die Auswertung des lateralen Profils in der Übergangszone der DG-Struktur beruht auf sehr groben Annahmen, die nötig waren, damit der Potentialverlauf berechnet werden konnte. Die Meßkurven in Abb. 7.6 zeigen eine starke Ähnlichkeit mit der Kurve in Abb. 7.8b, die sich aus

den Modellvorstellungen ergibt. Es wird deshalb angenommen, daß die Meßkurven in Abb. 7.6 tatsächlich die Variation des Meßbereichs wiedergeben und daß bei einer Spannung $V_1 \approx -2V$ die Ausdehnung des Meßbereichs maximal wird. Die Zustandsdichte in der Übergangszone $D_{itb}(x)$ kann nur schwach mit dem Ort x variieren, damit die Kurvenform in Abb. 7.6 erhalten bleibt.

Der Vergleich der Spannung bei der das Maximum in Abb. 7.6 ($V_1 \approx -2V$) und Abb. 7.8b, ($V_1 \approx -1V$) auftritt ergibt einen Unterschied von ca. 1 Volt. Diese Differenz ist nicht überraschend, da in Abb. 7.8 starke Vereinfachungen benutzt wurden. Beispielsweise wurde der Einfluß einer Raumladung nicht berücksichtigt. Die gemessene Grenzflächenzustandsdichte in der Übergangszone ist nach Abb. 7.9 $D_{it} \approx 10^{11} \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$. Diese Zustände können eine Raumladung bedingen, die ihrerseits auf dem Potentialverlauf zurückwirkt. Eine homogene positive Raumladung in der Übergangszone von ca. $N_{ot} = 10^{11} \text{cm}^{-2}$ könnte eine Verschiebung der Spannung um 1V für das Maximum in Abb. 7.6 erklären. Dieser Wert für N_{ot} ist nicht unwahrscheinlich, da die Zustandsdichte D_{it} die gleiche Größenordnung hat. Die oben erwähnte Diskrepanz in den Spannungswerten kann deshalb erklärt werden.

Wenn Gate 1, mit dem dünnen Oxid, als Meßelektrode verwendet wird und Gate 2 als Guardelektrode, dann wird kein Maximum in den Kurven $D_{it}(V_1)$ beobachtet (s. Einschub in Abb. 7.7). Die Zustandsdichte steigt kontinuierlich mit zunehmender negativer Spannung V_2 an. Nach der Modellvorstellung die Abb. 7.8 zugrunde liegt, sollte sich jedoch immer ein Maximum ergeben. In der Interpretation Abb. 7.6 wird das Maximum durch die maximale Ausdehnung des Meßbereichs festgelegt, d. h. für $V_1 \approx V_{FB}$.

Das Fehlen des Maximums in Abb. 7.7 bedeutet deshalb, daß in der Übergangszone der DG-Struktur selbst für negative Spannungen $V_2 = -6 \text{ V}$ die Flachbandbedingung nicht erfüllt wird. Die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden muß durch eine positive Raumladung kompensiert werden. Das gibt einen ersten Hinweis darauf, daß in unmittelbarer Nähe von Gate 1 eine hohe Raumladung besteht.

Die Auswertung der Profile in Abb. 7.9 ergab im mittleren Bereich der Übergangszone einen nahezu konstanten Wert für die Zustandsdichte. Bei Akkumulation an Gate 1 werden etwas höhere Zustandsdichten gemessen als bei Verarmung an Gate 1. Die Differenz gibt den Fehler bei der Auswertung an, wobei nicht entschieden werden konnte, welche Auswertung zuverlässiger ist. Bemerkenswert ist jedoch, daß die Liniendichte $D_{it}^* = 2 \times 10^6 \text{ cm}^{-1} \text{ eV}^{-1}$, die sich bei einer Integration über die Breite der Übergangszone mit dem hohen Wert für die Zustandsdichte $D_{it} = 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ ergibt, niedriger ist als die in Abb. 7.5 gemessene Liniendichte $D_{it}^* = 3 \times 10^6 \text{ cm}^{-1} \text{ eV}^{-1}$. In Übereinstimmung mit der obigen Diskussion kann diese Differenz durch eine hohe Zustandsdichte in unmittelbarer Nähe ($< 0.02 \text{ } \mu\text{m}$) von Gate 1 erklärt werden, die nicht durch das Profil erfaßt wird. Aufgrund der Unsymmetrie in den Resultaten (Abb. 7.5 und 7.7), wenn Gate 1 und Gate 2 in der CC-DLTS Messung vertauscht werden, wird angenommen, daß Zustände, die für die Diskrepanz in der Liniendichte verantwortlich sind, am Rand von Gate 1 lokalisiert sind. Als Zustandsdichte im schraffierten Bereich von Abb. 7.9 kann ein Wert von $D_{it} \approx 3 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ abgeschätzt werden. Die ausgewerteten Profile zeigen auch am Rand von Gate 2 einen Anstieg der Zustandsdichte, der wegen der erwähnten Unsymmetrie in Abb. 7.5 und 7.7 jedoch nicht so hoch sein kann wie am Rand von Gate 1.

Die Annahme einer hohen Zustandsdichte am Rand von Gate 1 ist auch aufgrund der Herstellungstechnologie der DG-Struktur erklärbar, da in diesen Bereich starke mechanische Spannungen an der SiO_2 -Si Grenzfläche auftreten können. Zur Vermeidung dieser Effekte, wurde in einer neueren Arbeit /88/ eine Weiterentwicklung der Technologie vorgestellt, mit der eine Reduzierung der Leckströme in DG-Strukturen erreicht wurde. Dies zeigt, daß Defekte im Randbereich von MOS-Strukturen, z.B. auch Grenzflächenzustände, die elektrischen Eigenschaften von MOS-Bauelementen bestimmen können.

Als effektive Übergangszone wurde in der Auswertung der Profile ein Bereich von $\Delta_{\text{eff}} = 0.2 \mu\text{m}$ verwendet. Dieser Wert wurde abgeschätzt. Die Annahme einer breiteren Übergangszone führt zu niedrigeren Zustandsdichten. Da die Übergangszone bei realistischen Annahmen mit Sicherheit kleiner als $0.4 \mu\text{m}$ ist, können sich die D_{it} -Werte maximal um 50% ändern. Die Aussage, daß in der Übergangszone der DG-Struktur die Grenzflächenzustandsdichte um Faktor 50-100 höher ist als unter den Gateelektroden, wird deshalb von der Abschätzung für Δ_{eff} nicht berührt.

7.6 Folgerungen

Die Messungen in diesem Abschnitt haben gezeigt, daß mit der CC-DLTS Methode Grenzflächenzustände im Randbereich von MOS-Strukturen analysiert werden können. Als nützlich hat sich dafür die Verwendung einer Doppelgate-Struktur erwiesen, bei der ein Gate als Guardelektrode verwendet werden kann. Um die Zustände im Randbereich nachweisen zu können, mußten MOS-Strukturen verwendet werden, die im homogenen Bereich der Gateflächen sehr niedrige Grenzflächenzustandsdichten hatten $D_{\text{it}} < 10^9 \text{cm}^{-2} \text{eV}^{-1}$.

Im Übergangsbereich zwischen den Elektroden der Doppelgate-Struktur wurde eine sehr viel höhere Zustandsdichte $D_{it} \approx 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ gemessen. Die Messungen lassen den indirekten Schluß zu, daß die Zustandsdichte unmittelbar an der Grenze von Gate 1 den Wert $D_{it} = 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ noch übersteigt. Die Ursache für die hohen Zustandsdichten im Übergangsbereich ist möglicherweise in mechanischen Spannungen an der SiO_2 -Si Grenzfläche zu sehen, die durch den LOCOS-Prozeß bei der Herstellung bedingt sind.

8. Zusammenfassung

Es wurde gezeigt, daß das CC-DLTS Verfahren eine vorteilhafte Meßmethode ist, um Haftstellen (Grenzflächen- und Volumenzustände) im Bereich der SiO_2 -Si Grenzfläche zu analysieren. CC-DLTS ist eine zerstörungsfreie Meßmethode mit einer hohen Empfindlichkeit für den Nachweis von Grenzflächenzuständen. Es konnten niedrige Grenzflächenzustandsdichten von $D_{it} = 1-3 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ aufgelöst werden.

In dieser Arbeit wurde das CC-DLTS Verfahren eingesetzt, um Haftstellenverteilungen in drei verschiedenen Teststrukturen zu charakterisieren:

a) MOS-Strukturen

In diesem Teil der Arbeit wurde die Änderung in der Haftstellenverteilung untersucht, die bei einer Variation der Temperatur der Oxidation bzw. einer Temperung nach der Oxidation auftreten. Es wurde festgestellt, daß unabhängig von der Oxidationstemperatur der Einfangquerschnitt für Elektroneneinfang in Grenzflächenzustände mit abnehmenden energetischen Abstand vom Leitungsband abnimmt. Eine Temperung bei niedrigen Temperaturen $600^\circ - 700^\circ\text{C}$ erhöht die Konzentration der Volumenzustände und die Grenzflächenzustandsdichte. Das Temperverhalten für Zustände im Bereich der Leitungsbandkante unterscheidet sich von dem für Zustände in der Mitte der Bandlücke. Mit abnehmendem energetischen Abstand vom Leitungsband nimmt die Zustandsdichte nach Temperung bei hohen Temperaturen ($T_A > 900^\circ\text{C}$) zu, während sie nach Temperung bei tiefen Temperaturen abnimmt. Weitergehende Aussagen zum Temperverhalten der Haftstellen in MOS-Strukturen können erwartet werden, wenn zur Erklärung der CC-DLTS-Spektren, die

detaillierte Angaben über die energetische Verteilung der Haftstellen ermöglichen, Ergebnisse von Meßmethoden herangezogen werden, die Aufschluß über den mikroskopischen Aufbau der SiO_2 -Si Grenzfläche liefern.

b) MNOS-Strukturen

Mit der CC-DLTS und der quasistatischen CV-Methode wurden in MNOS-Strukturen die Grenzflächenzustände, unmittelbar an der SiO_2 -Si Grenzfläche und Haftstellen im Isolator untersucht. Die energetische Verteilung der Zustände an der SiO_2 -Si Grenzfläche von dünnen Oxidfilmen in MNOS Strukturen ist vergleichbar mit der für MOS-Strukturen mit dicken Oxidschichten. Die Grenzflächenzustandsdichte steigt von der Mitte der Bandlücke zur Leitungsbandkante hin an. Den Haftstellen im Isolator, die vermutlich in der Oxidschicht lokalisiert sind, kann in der CV-Messung ein Zustandsdichtemaximum im Energiebereich $E_c - E_{it} \approx 0.35 \text{ eV}$ zugeordnet werden. Es bleibt zu prüfen, ob die Haftstellen im Isolator der MNOS-Strukturen die gleiche Ursache haben wie die Zustände, die nach Ladungsträgerinjektion in das Oxid von MOS-Strukturen im Energiebereich $E_c - E_{it} \approx 0.3 \text{ eV}$ die Zustandsdichte erhöhen /72/.

c) MOS-Mikrostrukturen (Doppelgate-Struktur)

An dieser Struktur mit überlappenden Gateelektroden aus Poly-Silizium konnte gezeigt werden, daß die Grenzflächenzustandsdichte im Randbereich der MOS-Struktur $D_{it} = 10^{11} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$ um einen Faktor 100 höher ist als die Zustandsdichte in der homogenen Gatefläche $D_{it} < 10^9 \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$. Mit CC-DLTS wurde ein laterales Profil der Zustandsdichte im Übergangsbereich zwischen den Elektroden der Doppelgate-Struktur aufgenommen. Die Zustandsdichten zeigen Maxima

in unmittelbarer Nähe der Gatekanten. Als Ursache für die hohen Zustandsdichten im Randbereich der MOS-Strukturen werden mechanische Spannungen angesehen, die bedingt durch die Herstellungstechnologie an den Gatekanten auftreten.

9. Literaturverzeichnis

- /1/ B.E.Deal
J.Electrochem.Soc. 121, 198C (1974)
- /2/ M.Schulz
Surf.Sci. 132, 422 (1983)
- /3/ N.Saks
Appl.Phys.Lett. 41, 737 (1982)
- /4/ T.Iizuka, T.Sugano
Jap.J.Appl.Phys. 12, 73 (1973)
- /5/ R.B.Laughlin, J.D.Joannopoulos, D.J.Chadi
in: The Physics of SiO₂ and its Interfaces, p.321
Ed. S.T.Pantelides (Pergamon, New York 1978)
- /6/ Y.C.Cheng
Prog.Surf.Sci. 8, 181 (1977)
- /7/ M.Schulz, E.Klausmann
Appl.Phys. 18, 196 (1979)
- /8/ N.M.Johnson, D.J.Bartelink, M.Schulz
in Ref /5/, p.421
- /9/ R.R.Razouk, B.E.Deal
J.Electrochem.Soc.126, 1573 (1979)
- /10/ M.Schulz, K.Hofmann, H.Lefèvre, X.Q.Zheng,
K.Blumenstock
Forschungsbericht BMFT-FB T 82-222 (1982)
- /11/ E.H.Nicollian, J.R.Brews
MOS Physics and Technology
John Wiley and Sons, New York (1982)
- /12/ S.M.Sze
Physics and Technology of Semiconductor Devices
John Wiley and Sons, New York (1969)
- /13/ A.Goetzberger, E.Klausmann, M.Schulz
CRC Critical Review in Solid State Science (1976)
- /14/ A.Goetzberger, M.Schulz
Festkörperprobleme XIII, p.309
Ed. H.J.Queisser, (Vieweg Braunschweig 1973)

- /15/ R.Lindner
Bell Syst.Tech.J. 41, 803 (1962)
- /16/ B.E.Deal
J.Electrochem.Soc. 127, 979 (1980)
- /17/ M.Schulz
Microscience 3, 151 (1983)
- /18/ W.Shockley, T.W.Read
Phys.Rev. 87, 835 (1952)
- /19/ R.N.Hall
Phys.Rev. 87, 387 (1952)
- /20/ J.G.Simmons, G.W.Taylor
Phys. Rev. B 4, 502 (1971)
- /21/ P.Bräunlich
in: Thermally Stimulated Relaxations in Solids,
Topics in Applied Physics 37
(Springer Berlin, Heidelberg, New York 1979)
- /22/ M.Lannoo, J.Bourgoin
Springer Series in Solid State Science 35
(Springer Berlin, Heidelberg, New York 1983)
- /23/ H.Lefèvre
Dissertation Universität Erlangen-Nürnberg (1981)
- /24/ D.V.Lang
J.Appl.Phys. 45, 3014 u. 3023 (1974)
- /25/ D.V.Lang
in Ref./21/ p.93
- /26/ N.M.Johnson
J.Vac.Sci.Technol. 21, 303 (1982)
- /27/ E.Klausmann
Inst.Phys.Conf.Ser. 50, 97 (1979)
- /28/ T.J.Tredwell, C.R.Viswanathan
Solid State Electron. 23, 1171 (1980)
- /29/ E.Klausmann
in: Insulating Films on Semiconductors, p.169
Eds.:M.Schulz, G.Pensl
(Springer Berlin, Heidelberg, New York 1981)

- /30/ T.Katsube, K.Kakimoto
J.Appl.Phys. 52, 3504 (1981)
- /31/ K.L.Wang
in: Semiconductor Characterization Techniques
Eds.: P.A.Barnes, G.A.Rozgonyi
(Electrochemical Society 1978)
- /32/ H.Lefèvre, M.Schulz
IEEE Trans. ED-24,973 (1977)
- /33/ M.Schulz, H.Lefèvre, F.Pohl
Forschungsbericht BMFT-FB T 79-117 (1979)
- /34/ W.A.Tiller
J.Electrochem.Soc. 128, 689 (1981)
- /35/ S.M.Hu
Appl.Phys.Lett. 43, 449 (1983)
- /36/ K.L.Wang
IEEE Trans. ED-27, 2231 (1980)
- /37/ K.L.Ngai, C.T.White
J.Appl.Phys. 52, 320 (1981)
- /38/ C.M.Svensson
in Ref. /5/, p.328
- /39/ T.Sugano
in: Insulating Films on Semiconductors, p.1
Eds.: J.F.Verweij, D.R.Wolters (North Holland 1983)
- /40/ F.Herman
in Ref. /29/, p.2
- /41/ M.Schulz
Inst.Phys.Conf.Ser. 50, 93 (1979)
- /42/ P.J.Caplan, E.H.Pointdexter, B.E.Deal, R.R.Razouk
J.Appl.Phys. 50, 5847 (1979)
- /43/ N.M.Johnson, D.K.Biegelsen, M.D.Moyer, S.T.Chang
E.H.Pointdexter, P.J.Caplan
Appl.Phys.Lett. 43, 563 (1983)
- /44/ R.J.Kriegler, T.F.Devenyi, K.D.Chik, J.Shappir
J.Appl.Phys. 50, 398 (1979)

- /45/ P.van Staa, H.Rombach, R.Kassing
J.Appl.Phys. 54, 4014 (1983)
- /46/ J.Maserjian, N.Zamani
J.Appl.Phys. 53, 559 (1982)
- /47/ F.J.Grunthaner, J.Maserjian
in Ref. /5/, p.389
- /48/ G.J.Hu, W.C.Johnson
J.Appl.Phys. 54, 1441 (1983)
- /49/ Y.T.Yeow, D.R.Lamb, S.D.Brotherton
J.Phys. D 8, 1495 (1975)
- /50/ T.W.Hickmott
J.Appl.Phys. 48, 723 (1977)
- /51/ B.E.Deal
in: Semiconductor Silicon 1977, p.276
Eds.: H.R.Huff, E.Sirtl
(Electrochemical Society 1977)
- /52/ E.A.Irene, R.Ghez
J.Electrochem.Soc. 124, 1757 (1977)
- /53/ A.G.Revezs
in Ref. /5/, p.222
- /54/ H.P.Vyas, S.D.Kirchner, S.J.Lee
J.Electrochem.Soc. 129, 1757 (1982)
- /55/ F.Montillo, P.Balk
J.Electrochem.Soc. 118, 1463 (1971)
- /56/ A.I.Akinwande, C.P.Ho, J.D.Plummer
IEEE-SISC 83, (1983)
- /57/ E.P. EerNisse
Appl.Phys.Lett. 35, 8 (1979)
- /58/ K.Yamasaki, M.Yoshida, T.Sugano
Jap.J.Appl.Phys. 18, 113 (1979)
- /59/ K.Hübner, H.Köstler, B.Derlich, W.Ecke
phys.stat.sol. (b) 118, K133 (1983)

- /60/ L.E.Katz, L.C.Kimerling
J.Electrochem.Soc. 125, 1680 (1978)
- /61/ J.W.Chen, A.G.Milnes
Ann.Rev.Mat.Sci. 10, 157 (1980)
- /62/ P.S.Peercy, H.J.Stein
ECS-Meeting, San Francisco 1983
- /63/ P.Balk
Proc. 8. Int.Vacuum Congress,(Eds.:F.Abélès,
M.Croset; Soc. France du Vide, Paris Vol.I,
p.525,1980)
- /64/ S.Fujita, H.Toyoshima, M.Nishihara, A.Sasaki
J.Electr.Mat.11, 795 (1982)
- /65/ J.J.Chang
IEEE Trans. ED-24, 511 (1977)
- /66/ M.H.White, J.R.Cricchi
IEEE Trans. ED-19, 1280 (1972)
- /67/ C.A.Neugebauer, J.F.Burgess
J.Appl.Phys. 47, 3182 (1976)
- /68/ F.P.Heiman, G.Warfield
IEEE Trans. ED-12, 167 (1965)
- /69/ L.S.Wei, J.G.Simmons
Solis State Electron. 17, 591 (1974)
- /70/ B.Tüttö, J.Balázs, Z.J.Horvath
in Ref. /29/, p.140
- /71/ P.Balk, N.Klein
Thin Solid Films 89, 329 (1982)
- /72/ S.K.Lai
J.Appl.Phys. 54, 2540 (1983)
- /73/ J.A.Wurzbach, F.J.Grunthaner
J.Electrochem.Soc. 130, 691 (1983)
- /74/ J.A.Topich, R.A.Turi
Appl.Phys.Lett. 41, 641 (1982)
- /75/ C.T.Kirk
J.Appl.Phys. 50, 4190 (1979)

- /76/ S.Fujita, H.Sato, A.Sasaki
ECS-Meeting, San Francisco 1983
- /77/ H.Frenzel, P.Balk
Proc. 8. Int. Vacuum Congress (Eds.: F.Abélès,
M.Croset; Soc. France du Vide Vol.I, p.538 1980)
- /78/ H.Frenzel, P.Balk
in: The Physics of MOS Insulators, p.246
Eds.: G.Lucovsky, S.T.Pantelides, F.L.Galeener
(Pergamon 1980)
- /79/ H.J.Stein
J.Electrochem.Soc. 129, 1786 (1982)
- /80/ H.J.Stein, P.S.Peercy, R.J.Sokel
Thin Solid Films 101, 291 (1983)
- /81/ H.E.Maes, J.Remmerie
ECS-Meeting, San Francisco 1983
- /82/ J.J.Barnes, J.M.DeBlasi, B.E.Deal
J.Electrochem.Soc. 126, 1779 (1975)
- /83/ G.W.Taylor, P.K.Chatterjee
IEEE Trans. ED-27, 1779 (1980)
- /84/ P.K.Chatterjee, G.W.Taylor, A.F.Tasch, H.S.Fu
IEEE Trans. ED-26, 564 (1979)
- /85/ J.Y.Chen, C.R.Viswanathan
IEEE Trans. ED-29, 1588 (1982)
- /86/ X.Q.Zheng, K.Hofmann, M.Schulz, L.Risch
J.Appl.Phys. 53, 9146 (1982)
- /87/ L.Risch
persönliche Mitteilung
- /88/ R.M.Levin, T.T.Sheng
J.Electrochem.Soc. 130, 1894 (1983)

10. Symbolliste

A	Fläche des Gatekontakts
c_n, c_p	Einfangkoeffizienten für Elektronen bzw. Löcher
C	Kapazität
C_{ox}	Oxidkapazität
C_r	Kapazität einer Raumladungszone
ΔC	DLTS-Signal
C_{HF}, C_{LF}	Hochfrequenz- bzw. Niederfrequenzkapazität
d_{ox}	Dicke der Oxidschicht
d_N	Dicke der Nitridschicht
D_{it}	Grenzflächenzustandsdichte
e_n, e_p	Koeffizienten für die thermisch aktivierte Emission von Elektronen bzw. Löchern
E_{it}	Energie Lage für Grenzflächenzustände
E_T	Energie Lage für Volumenzustände
ΔE	Energieintervall für Grenzflächenzustände in der CC-DDLTS Messung
E_C, E_V	Energie der Leitungsband- bzw der Valenzbandkante
E_F	Fermienergie
E_{FS}	Fermienergie an der SiO_2 -Si Grenzfläche
$f_T(E)$	Besetzungsfunktion für Grenzflächenzustände
$f_T(x)$	Besetzungsfunktion für Volumenzustände
ϵ_{ox}	Dielektrizitätskonstante für SiO_2
ϵ_s	Dielektrizitätskonstante für Si
I	Strom
k	Boltzmann-Konstante
n, p	Konzentration der freien Elektronen bzw. Löcher

N_D	Konzentration der flachen Dotierung
N_C, N_V	effektive Zustandsdichte im Leitungs- bzw. Valenzband
N_T	Konzentration der Volumenzustände
ψ_s	Oberflächenpotential
q	Elementarladung
Q_r	Raumladung
σ_n, σ_p	Einfangquerschnitt für Elektronen bzw. Löcher
T	Temperatur
T_{ox}	Temperatur bei der Oxidation
T_A	Temperatur bei der Temperbehandlung
t_1, t_2	Korrelationszeiten in der DLTS-Messung
τ	Umladungszeitkonstante
τ_e	Emissionszeitkonstante
τ_B	Beobachtungszeitkonstante in der DLTS-Messung
v_n, v_p	thermische Geschwindigkeit der Elektronen bzw. Löcher
V_{FB}	Flachbandspannung
V_g	Gatespannung
ΔV_g	CC-DLTS Signal
δV_g	CC-DDLTS Signal
V_r	Gleichspannung an der Probe
V_p	Impulsspannung
X_r	Breite der Raumladungszone
Y_r	Schnittpunkt des Freminiveaus mit einem Haftstellenniveau

Die vorliegende Arbeit ist am Lehrstuhl für Angewandte Physik der Universität Erlangen entstanden.

Herrn Prof. Dr. M. Schulz danke ich herzlich für die Anregung zu dieser Arbeit, für sein aktives Interesse an ihrem Fortgang und für seine ständige Bereitschaft zu klärenden Gesprächen.

Weiterhin danke ich allen Kollegen am Lehrstuhl für Angewandte Physik, die durch ihre Diskussions- und Hilfsbereitschaft zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. X.Q. Zheng, der 1980/81 als Gast am Lehrstuhl für Angewandte Physik war, und Herrn Dipl. Phys. N. Will für ihre Zusammenarbeit bei den Messungen.

Hervorzuheben ist auch die Unterstützung durch die Angestellten des Hauses, insbesondere die der mechanischen Werkstatt unter Leitung von Herrn Hinterhölzel, sowie die von Herrn Hergenröder bei der Versorgung mit Helium.

Für die großzügige Bereitstellung von Proben möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. P. Balk (RWTH Aachen) und bei Herrn Dr. L. Risch (Fa. Siemens) bedanken. Bei der Probenpräparation wurde ich freundlicherweise von Herrn Dipl. Phys. K. Blumenstock (Institut für Werkstoffwissenschaften VI) unterstützt.

Nicht zuletzt danke ich Frau Loy, die bei der Erstellung des Manuskripts behilflich war.

Das Bundesministerium für Forschung und Technologie hat diese Arbeit im Rahmen eines Forschungsprojekts gefördert.



Lebenslauf

29. 3. 1954	Geboren in Dinkelsbühl Vater : Georg Hofmann Mutter: Luise Hofmann, geb. Gundacker
1960 - 1964	Besuch der Volksschule in Wieseth
1964 - 1973	Besuch des Platen-Gymnasiums in Ansbach
1973 - 1974	Zivildienst
1974 - 1980	Studium der Physik an der Universität Erlangen-Nürnberg
Nov. 1976	Diplom-Vorprüfung
Juli 1980	Diplom-Hauptprüfung
seit 1980	Verwalter d. D. eines Akademischen Rates a.Z. am Institut für Angewandte Physik der Universität Erlangen- Nürnberg
1980	Eheschließung

